# ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK WIEN

## SERIE A
## METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 8, 1.—2. HEFT
MIT 44 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 7. JANUAR 1955)

UNITED STATES AIR FORCE
CAMBRIDGE RESEARCH CENTER
GEOPHYSICS
RESEARCH LIBRARY

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1955

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band 8 **Inhaltsverzeichnis**

Seite

**Schüepp, W.** Zur Analyse von Luftdruckvariogrammen. (Mit 13 Textabbildungen) ..... 1

**Scorer, R. S.** The Growth of Cumulus over Mountains. (With 2 Figures) 25

**Hauer, H.** Über die Konvektionsbewölkung im Hochgebirge. (Mit 3 Textabbildungen) ..... 35

**Faust, H.** Übergradientische Winde in der Nullschicht und das Problem der Strahlströme. (Mit 10 Textabbildungen) ..... 45

**Israël, H., H. W. Kasemir** und **K. Wienert.** Luftelektrische Tagesgänge und Massenaustausch im Hochgebirge der Alpen. (Mit 4 Textabbildungen) ..... 72

**Huber, A.** Der scheinbare spezifische Widerstand einer geneigten ebenen Schichte. (Mit 9 Textabbildungen) ..... 95

**Mittmann, O. M. J.** Zur praktischen Analyse von Beobachtungsfolgen oder empirischen Funktionen ..... 113

**Sneyers, R.** Sur une généralisation de l'indice de similitude de M. Bouët. (Avec 2 figures) ..... 121

**Küttner, J.** Zum Tode von August Schmauß. (Mit 1 Textabbildung) .. 131

**Buchbesprechungen** ..... 134

Proceedings of the Toronto Meteorological Conference 1953 (W. Mörikofer). — Johnson, J. C., Physical Meteorology (F. Steinhauser). — Riehl, H., Tropical Meteorology (F. Steinhauser). — Reuter. H., Methoden und Probleme der Wettervorhersage (F. Möller). — Newell, H. E., High Altitude Rocket Research (F. Steinhauser). — Byers, H. R., Thunderstorm Electricity (H. Israël). — Kuiper, G. P., The Solar System, Band I: The Sun (W. Mörikofer). — Berg, H., Atmosphäre und Wetter (W. Mörikofer). — Miller. A. Austin, The Skin of the Earth (F. Steinhauser).

Das

## „Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

**Serie A Meteorologie und Geophysik:** Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

**Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie:** Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 400—500 Seiten vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

*Fortsetzung auf der III. Umschlagseite*

551.541

(Physikalisch-Meteorologisches Observatorium Davos.)

# Zur Analyse von Luftdruckvariogrammen.

Von

**W. Schüepp**, z. Zt. Léopoldville.

Mit 13 Textabbildungen.

**Zusammenfassung.** Die vorliegende Untersuchung beschäftigt sich mit den Luftdruckschwingungen von 1 bis 60 Minuten Schwingungsdauer, wie sie mit dem Schmidtschen Gasvariographen registriert werden. Nach einem Versuch, diese Wellen physikalisch zu beschreiben, wird die Schwingungsamplitude mit den einzelnen meteorologischen Elementen, der Großwetterlage und dem Gelände in Beziehung gebracht. Eine numerische Beschreibung des vielfältigen Kurvenbildes durch eine vereinfachte Form der Fourier-Analyse ermöglicht es, die Variogramme der statistischen Betrachtung zugänglich zu machen. Es werden schließlich 24 Typen in vier Hauptgruppen zusammengefaßt und nach derjenigen Wetterlage bezeichnet, bei welcher sie am häufigsten auftreten. In dieser Anordnung wird besonderes Gewicht auf das Intensitätsverhältnis zwischen den rascheren Schwingungen mit weniger als 15 Minuten Schwingungsdauer und den langsameren mit mehr als 25 Minuten Schwingungsdauer gelegt. Bei Föhnlagen überwiegen die rascheren, bei frischer, bewegter Kaltluft dagegen die langsameren Schwingungen.

**Summary.** The records of SCHMIDT's gas variographe, the variogrammes, show the pressure-waves with periods between 1 and 60 minutes. Besides a description of the physical properties of these waves the wave activity is compared with single meteorological elements, with the general weather situation and with local conditions. By aid of a numerical presentation of the manifold curve aspects, using a simplified wave analysis of the Fourier type, a statistical approach of variogramme research is made. There result 24 types collected in 4 groups which are denominated by the main weather situation related to. Special weight is given to the ratio between the amplitude of the waves with a period of less than 15 minutes and the waves with a period of more than 25 minutes. In foehn situations dominate the waves of short period, in fresh, moved cold-air masses on the contrary the waves of long period.

**Résumé.** La présente étude discute les variations de pression atmosphérique de période comprise entre 1 et 60 minutes, telles qu'elles sont enregistrées

par le variographe de Schmidt. Après un essai d'interprétation physique de ces ondes, l'auteur cherche à relier l'amplitude de ces variations aux divers éléments météorologiques, aux situations météorologiques générales et à des effets topographiques. Une description des diverses courbes enregistrées à l'aide d'une méthode simplifiée de l'analyse harmonique en permet l'étude statistique. L'auteur considère enfin 24 types de courbes réunis en 4 groupes principaux et désignés selon la situation météorologique lors de laquelle ils apparaissent le plus fréquemment; il met l'accent sur le rapport d'intensité des oscillations rapides (période inférieure à 15 minutes) et des oscillations lentes (supérieure à 25 minutes). Par situation de foehn, les variations rapides dominent, mais dans l'air froid mobile ce sont les plus lentes.

Wie P. Courvoisier [*1*] zusammenfassend dargelegt hat, treten in der Atmosphäre Luftdruckschwankungen aller möglichen Frequenzen auf, angefangen von den säkularen Änderungen bis zum Ultraschall. Aus diesem breiten Frequenzbereich erfassen die Barometer- und Barographenstatistiken vor allem die langsamen Schwankungen bis zur vierten harmonischen Schwingung des Tagesganges. Mikrobarographen erlauben es, auch höhere Frequenzen und kleinere Amplituden zu erfassen als die Barometer. Durch die Erfindung des Leuchtgasvariographen von W. Schmidt [*2*] wurde besonders das Frequenzband von zirka $10^{-2}$ bis $10^{-4}$ Hz (Schwingungsdauer 1 bis 60 Minuten) der geophysikalischen Forschung zugänglich gemacht, während höhere Frequenzen erst in jüngster Zeit ausgiebiger untersucht werden (Dessauer u. a. [*3*]).

## I. Allgemeine Variogrammanalyse.

Während die Theorie von P. Courvoisier [*1*] erlaubt, aus den Kurven des Gasvariographen den physikalischen Druckverlauf nach Phase und Amplitude zu rekonstruieren, fehlte bis jetzt noch eine geeignete Methode, die Registrierkurven zahlenmäßig auszuwerten und der klimatologischen und statistischen Behandlung zugänglich zu machen. Diesem Umstand ist es zuzuschreiben, daß bisher das umfangreiche Registriermaterial noch nicht verarbeitet wurde, obwohl v. Ficker [*4*], W. Schmidt [*5*] und andere vermuten, daß die mit dem Leuchtgasvariographen registrierten Luftdruckschwankungen den kausalen Faktor bei der Auslösung meteorotroper Erscheinungen bilden könnten (vgl. dagegen P. Courvoisier [*6*]). Die bisher veröffentlichten Untersuchungsergebnisse betreffen nur einige besondere Erscheinungen, wie Gewitter, Böen und Fronten sowie Föhnlagen einerseits und Untersuchungen über Zugrichtung, Wellenlänge und Herkunft der registrierten Luftdruckschwankungen anderseits. Nur C. A. Pfeiffer [*7*] und F. Mosetti [*8*] versuchen die Variogramme noch besser zur Wetterlage in Beziehung zu setzen.

Am Physikalisch-Meteorologischen Observatorium Davos, das Leuchtgasvariographen der Schmidtschen [*2*] Bauart in Davos, Basel, Glarus und Zürich längere Zeit in Betrieb hatte, wurde schon mehrfach nach einer geeigneten Auswertmethode gesucht. Die wichtigsten Ergebnisse

sollen im folgenden auf Grund von gleichzeitigen Registrierungen in Davos, Glarus und Zürich aus dem Jahre 1934 dargestellt werden. Alle drei Instrumente haben praktisch dieselbe Empfindlichkeit von zirka 0,003 mb/mm Ausschlag für Schwingungen von 4 bis 9 Minuten Dauer. Gegen längere und kürzere Schwingungsdauer nimmt die Empfindlichkeit rasch ab (vgl. [*1*]). Für längere Schwingungsdauer bis 60 Minuten ist dabei das Produkt

$$\text{Frequenz} \times \text{Amplitude} = \text{const.}, \tag{1}$$

was sich besonders deshalb als vorteilhaft erweist, weil in erster Annäherung der Anregungszustand der Atmosphäre demselben Gesetz folgt.

Wir können daher auf Grund obiger Angaben die Amplitude der Luftdruckschwankungen am Aufstellungsort des Variographen in absolutem Maße messen. Viel schwerer fällt es dagegen, Herkunft und Art dieser Erscheinung zu erklären. Zwar ist die Theorie von H. v. Helmholtz [*9*] über Wellen an der Grenzfläche zweier Medien verschiedener Dichte durch B. Haurwitz [*10*] ausgebaut und für alle in der Atmosphäre vorkommenden Schichtungsverhältnisse zahlenmäßig ausgewertet worden, aber eine Identifizierung mit Variogrammen konnte nur vereinzelt wahrscheinlich gemacht werden. So erzeugen z. B. die an den Wogenwolken sichtbaren Wellen, welche der Helmholtzschen Theorie entsprechen, nach Formel (2) infolge Interferenz am Erdboden nur Luftdruckschwankungen von kaum meßbarer Amplitude.

$$A = A_0 \cdot e^{-\frac{2\pi h}{\lambda}}, \tag{2}$$

wo $A$ die Amplitude am Erdboden,
$A_0$ die Amplitude in der Schwingungsebene,
$h$ die Höhe der Schwingungsebene in m über Grund
und $\lambda$ die Wogenlänge in m bedeutet.

Verschiedentlich wurde versucht, Wellenlänge, Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Zugrichtung der regelmäßigen Luftdruckschwankungen dadurch zu bestimmen, daß drei Variographen in einem Dreieck mit bis zu 10 km Basislänge aufgestellt wurden. Dabei fanden H. Benioff und B. Gutenberg [*11*] für Wellen mit weniger als 20 sec Schwingungsdauer (Microbaroms) meist Fortpflanzung mit Schallgeschwindigkeit. Wegen der starken Dämpfung scheinen sich nur selten Schwingungen von mehr als 20 sec Schwingungsdauer noch mit Schallgeschwindigkeit auszubreiten. Bekannt ist besonders der von F. J. W. Whipple [*12*] untersuchte Fall des sibirischen Meteors. Die Luftdruckschwankungen von 0,2 bis 250 sec Schwingungsdauer werden nach Benioff und Gutenberg [*11*], A. Schröder [*13*] und E. Fontserè [*14*] besonders im Zusammenhang mit Wind beobachtet, wobei die Hauptschwingungsdauer größenordnungsmäßig dem Quadrat der Windgeschwindigkeit proportional ist. Die Zuggeschwindigkeit dieser Luftdruckschwankungen entspricht der Windgeschwindigkeit; ihre Intensität wird durch Exposition und Abdichtung des Aufstellungsraumes stark beeinflußt.

Die vom Gasvariographen besonders gut erfaßten Schwingungen von 5 bis 30 Minuten Schwingungsdauer wurden von K. KÖHNE [*15*] in Deutschland und von S. SUZUKI und H. OOMORI [*16*] in Japan untersucht. Sie fanden Wellenlängen von 0,5 bis 50 km, am häufigsten 20 km und Zuggeschwindigkeiten bis zu 30 m/sec. Während aber KÖHNE die Schwingungsebene in 0,5 bis 3 km Höhe vermutet, stellen SUZUKI und OOMORI unterhalb 4 km Höhe keine Windsprünge fest, die die registrierten Wellen erklären könnten. Nach HAURWITZ liegt die obere Grenze der Länge der HELMHOLTZschen Wellen um 2 km, so daß wir nicht berechtigt sind, die von KÖHNE, SUZUKI und OOMORI gemessenen Wellen als HELMHOLTZsche zu bezeichnen, wie dies W. SCHMIDT [*5*] und S. SUZUKI [*17*] zuerst versuchten. Eine Entstehungsmöglichkeit für Luftdruckwellen an

Abb. 1. Übereinandergelegte Parallelregistrierung einer Wellenstörung in Zürich, Glarus und Davos am 8. März 1934.
——— Zürich, Beginn 4.55 Uhr;
——— Glarus, Beginn 6 Uhr;
- - - - - Davos, Beginn 6.47 Uhr.

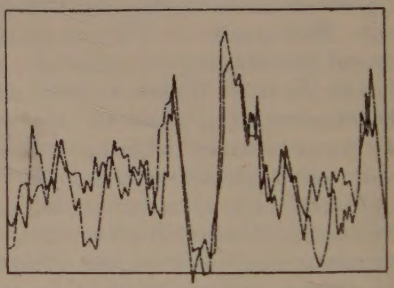

Abb. 2. Parallelregistrierung einer Wellenstörung in Zürich und Davos am 1. März 1934.
——— Davos, Beginn 6.54 Uhr;
——— Zürich, Beginn 7 Uhr.

Fronten infolge der Bodenreibung, auf die hier nur hingewiesen werden soll, diskutiert R. BECKER [*18*]. A. DEFANT [*19*] weist darauf hin, daß sich an der Oberfläche eines Kaltluftsees ähnliche stehende Schwingungen ausbilden könnten, wie sie bei gewissen Seen als Seiches bekannt sind. Doch stehen der formelmäßigen Berechnung große Schwierigkeiten entgegen; so stellte DEFANT Übereinstimmung der Druckwellen mit den häufigsten Temperaturschwankungen in Innsbruck fest, während W. SCHMIDT [*5*] unter wenig veränderten Voraussetzungen keinen Zusammenhang finden konnte. J. KÜTTNER [*20*] hat im Lee des Riesengebirges stationäre Wellen von zirka 20 km Wellenlänge photographiert, welche aber nur dann Druckschwankungen erzeugen können, wenn sie nicht ganz stationär sind.

Die Parallelregistrierungen in Davos, Glarus und Zürich des Jahres 1934 erlauben uns in einigen Fällen, Kurvenelemente an allen drei Standorten wiederzufinden und Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von 20 bis 100 km/h und Wellenlängen der Größenordnung von 10 km in Übereinstimmung mit KÖHNE, SUZUKI und OOMORI zu messen. Die Tatsache, daß die Amplitude in Davos (1600 m ü. M.) und Zürich (500 m ü. M.) gleich war, legt den Schluß nahe, daß die Schwingungsebene oberhalb der Gipfelregion von Davos, also über 3000 m, gelegen war. Abb. 1 zeigt

einen Fall[1], wo eine Wellenströmung gleich wie die allgemeine Westströmung in der Höhe mit einer Geschwindigkeit von 30 bis 50 km/h in 2 Stunden von Zürich nach Davos gelangt ist. Die Störung in Abb. 2 dagegen ist in Zürich und Davos fast gleichzeitig, in Glarus etwas später eingetroffen; daraus läßt sich schließen, daß ihre Wellenfront Zürich und Davos ungefähr gleichzeitig traf, daß sie somit aus NE kam. Bis 3000 m ü. M. herrschte tatsächlich NE-, darüber aber W- bis SW-Wind. Als häufigste Zugrichtung wurde eine Fortpflanzung der Störung von NW nach SE beobachtet, andere Richtungen sind selten.

## II. Kurvenbild und Wetterlage.

Da gleichmäßige Wellenzüge nur selten auftreten, ist ihre statistische Auswertung recht schwierig. Je nach der Zielsetzung wird man eine Auswertung nach Kurvenbildern oder eine Frequenzanalyse versuchen.

Anhand der Entwicklung des Glarner *Föhns* soll geprüft werden, in welchem Maße die Großwetterlage in Glarus und Zürich von gleichartigen Luftdruckschwankungen begleitet ist. Oft dauert es lange, bis die zuerst in der Höhe beginnende Föhnströmung sich in den Talgrund hinunter durchsetzt. Diese Entwicklungsphase vor dem Föhndurchbruch bezeichnen wir mit Föhnkampf, da das Vordringen unregelmäßig, oft stoßartig vor sich geht, bis alle im Talgrund lagernde Kaltluft weggeräumt ist (vgl. Abb. 3). Wider Erwarten sind die Schwankungen auch in Glarus klein und gleichen in ihrem Verlauf denjenigen in Zürich, nur daß dort die Amplituden der raschen Schwingungen größer sind. Die Turbulenz und die großen Dichteunterschiede zwischen der warmen Föhn- und der kalten Talluft lassen in der Grenzschicht starke Druckschwankungen erwarten. Sind aber diese Turbulenzkörper relativ klein, so löschen sich nach Formel (2) diese Schwankungen schon wenige 100 m unterhalb der Grenzschicht aus. Die registrierten langsamen Schwingungen dagegen stammen wahrscheinlich in Glarus und Zürich aus der gleichen Quelle, sind also durch die Großwetterlage und nicht durch lokale Einflüsse bestimmt.

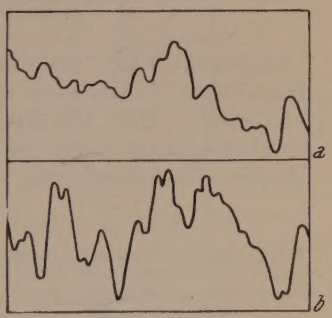


Abb. 3. Variogramm vom 17. März 1934, 11 bis 12 Uhr, bei Föhnkampf in Glarus.
*a* Variogramm für Glarus, Beginn 11 Uhr; *b* entsprechendes Variogramm für Zürich, Beginn 9.44 Uhr.

Sinkt die Grenzschicht weiter ab, so bildet sich in Glarus, wie Prohaska [*21*] mit Pilotballonaufstiegen nachgewiesen hat, im Lee eines

[1] Die im nachfolgenden wiedergegebenen Variogramme stellen Verkleinerungen 1 : 2 der Original-Registrierkurven dar. Sie umfassen überwiegend die Dauer einer Stunde (in den Originalkurven 1 Stunde = 8 cm). Entsprechend der Apparatkonstruktion geht der Zeitablauf von rechts nach links. Ein Ansteigen der Kurve bedeutet Druckzunahme und umgekehrt.

weiter talaufwärts gelegenen Schuttkegels ein Wirbel mit horizontaler Achse in der bodennahen Kaltluft aus, so daß in Glarus ein kalter „passiver" Nordwind weht, bis endlich der Föhn alle Kaltluft weggeräumt

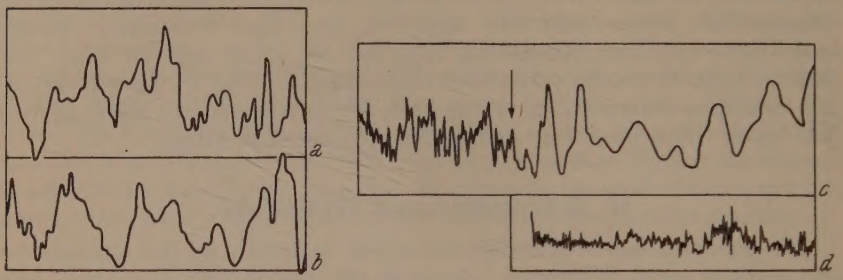


Abb. 4. Variogramme bei „passivem" Nordwind in Glarus. *a* Glarus 31. Oktober 1934, 15 bis 16 Uhr, Föhn oberhalb Glarus; *b* entsprechendes Variogramm für Zürich, Beginn 14.08 Uhr; *c* Glarus 17. März 1934, 12.30 bis 14 Uhr: 12.30 bis 13.25 Föhn oberhalb Glarus, 13.25 Föhneinsatz in Glarus; *d* Glarus 7. April 1934, 13 bis 14 Uhr, nur Glarus föhnfrei.

(„aufgeleckt") hat; diese Endphase des „Föhnkampfes" vor dem „Föhndurchbruch" bezeichnen wir deshalb mit Prohaska [*21*] als „passiven Nordwind". Wie Abb. 4*a*, *b* zeigt, stimmen auch in dieser Phase die Parallelregistrierungen von Glarus *a* und Zürich *b* sehr gut miteinander überein. Da gleichzeitig über Zürich keine starke Inversion besteht,

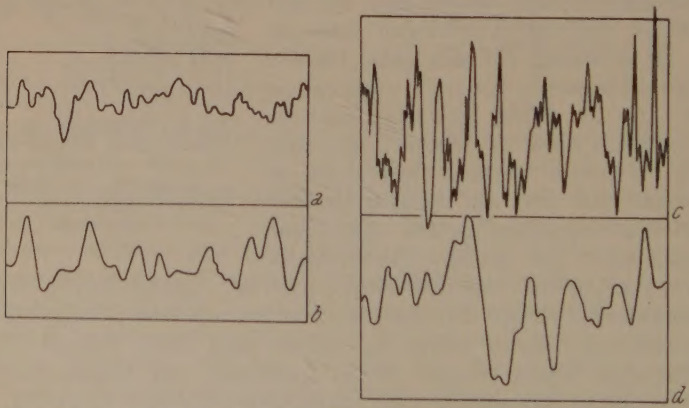


Abb. 5. Variogramme bei Föhn in Glarus (vgl. 4*c* und 6*c*). *a* Glarus 9. Dezember 1934, 20 bis 21 Uhr, im ganzen Tal Föhn; *b* entsprechendes Variogramm für Zürich, Beginn 19.07 Uhr; *c* Glarus 10. Dezember 1934, 10 bis 11 Uhr, im ganzen Tal Föhn; *d* entsprechendes Variogramm für Zürich, Beginn 9.40 Uhr.

müssen auch hier die registrierten Luftdruckschwankungen aus einer wesentlich höher gelegenen Schicht stammen. Die Phasenverschiebung von $^1/_2$ bis 1 Stunde zwischen Zürich und Glarus deutet darauf hin, daß diese Schwankungen sich nicht mit der Richtung des Föhns (SSE—SSW), sondern vielmehr mit der großräumigen WSW—W-Strömung fortpflanzen. Abb. 4*c*, *d* zeigt ein weiteres Beispiel für „passiven Nordwind", wo das

Kurvenbild wesentlich anders aussieht. In diesem Falle ist der Föhn weiter talabwärts bereits bis zum Talgrund hinabgestoßen. Die Ähnlichkeit der Parallelregistrierung in Zürich und die Verschiedenheit der Kurven bei gleicher Wetterlage in Glarus sprechen gegen einen lokalen Ursprung der Schwankungen, im Gegensatz zu den in nur 2 km Horizontaldistanz ausgeführten Registrierungen W. Schmidts [5] in Innsbruck.

Im Moment des Föhndurchbruchs (vgl. Abb. 4*c*, 13.25 Uhr) ändert sich das Kurvenbild plötzlich, und bei Talföhn (Abb. 5*a*, *c*) überwiegen die kurzen und mittleren Druckschwankungen, die eher auf kleinem Raum angeregt werden, sowohl absolut als auch im Vergleich mit den

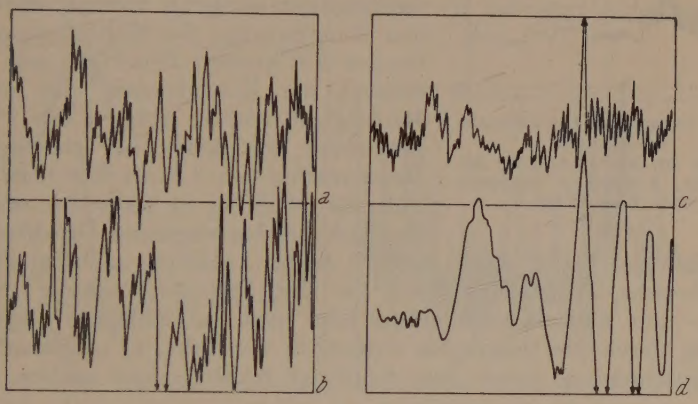


Abb. 6. Variogramm bei „aktivem Nordwind" in Glarus. *a* Glarus 31. Oktober 1934, 18 bis 19 Uhr; *b* entsprechendes Variogramm für Zürich, Beginn 16.32 Uhr; *c* Glarus 9. März 1934, 14 bis 14.16 Uhr Föhn, 14.17 bis 15 Uhr aktiver Nordwind, obere Talpartie noch Föhn; *d* entsprechendes Variogramm für Zürich, Beginn 14.02 Uhr.

parallelen Registrierungen in Zürich *b*, *d*. Während der Föhnphase ist also das Variogramm vorwiegend lokal bedingt, vor- und nachher dagegen vorwiegend großräumig. So zeigt die Abb. 6 nach Föhnabbruch, welche Phase wir mit F. Prohaska [21] als „aktiven Nordwind" bezeichnen, da dabei Kaltluft aus dem Alpenvorland aus eigener Kraft einströmt (Kaltfront), wieder die große Ähnlichkeit zwischen den Parallelregistrierungen in Glarus und Zürich, bei großer Vielfalt von Fall zu Fall. Gegenüber der ebenfalls „zackigen" Föhnkurve (Abb. 5*c*) beobachten wir bei Abb. 6 vor allem eine starke Schwankung der Mittellinie, woraus hervorgeht, daß den kurzen Schwingungen eine Welle von zirka 10 mm Amplitude und 20 bis 25 Minuten Schwingungsdauer überlagert ist.

Ganz andern Kurvenbildern begegnen wir an *Gewitter*tagen. Schon lange *vor* dem Gewitter sind die Luftdruckschwankungen meist schwächer als zu gleicher Tageszeit an Schönwettertagen (vgl. Abb. 7 mit Abb. 11), an welchen nur die „Windzacken" von weniger als 2 Minuten Schwingungsdauer deutlich hervortreten. Dagegen genügt *während* des Gewitters (vgl. Abb. 8*a*, *b*) die Breite des Registrierstreifens selten, um die großen Amplituden dieser Druckschwankungen, welche schon aus dem Baro-

gramm als „*Gewitternase*“ mit 0,5 bis 3,0 mb Druckanstieg bekannt sind, aufzunehmen. Das Variogramm hält die Feinstruktur der „Gewitternase“ fest, aus welcher W. SCHMIDT [*22*] anhand von Modellversuchen die Dynamik dieses Vorganges erschlossen hat.

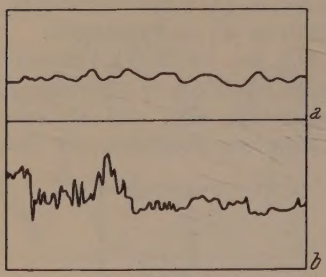


Abb. 7. Variogramme 2 bis 3 Stunden vor Gewitter.
*a* Glarus 20. Mai 1934, 17.30 bis 18.30 Uhr; *b* Zürich 9. September 1934, 16 bis 17 Uhr.

Infolge der starken Bodenreibung wird die Kaltluft in Bodennähe zurückgehalten und dringt deshalb in Form eines Kopfes von einigen 100 m Mächtigkeit vor. Hinter diesem Kopf, besonders wenn die Temperaturdifferenz gegenüber der verdrängten Luft weniger als 10° C beträgt, bildet sich eine Einschnürung der Kaltluftmasse, verbunden mit kurzem Druckfall; erst später erreicht die Kaltluftmasse ihre normale Mächtigkeit wieder. Abb. 8*a* mit 8° Temperaturfall am Boden bei gleichzeitigem Druckanstieg von 3,3 mb illustriert diesen Fall. Es ist dabei zu bedenken, daß vom Variographen bei langsamen Druckänderungen nicht der Druck selbst, sondern dessen Ableitung nach der Zeit, die *Drucktendenz*, registriert wird. Ist der Dichteunterschied zwischen Warm- und Kaltluft noch größer oder wird im Gebirgstal die Bodenreibung durch die Orographie wesentlich verstärkt, so entstehen außer der Einschnürung hinter dem Kopf der Kaltluftmasse weitere Wellen

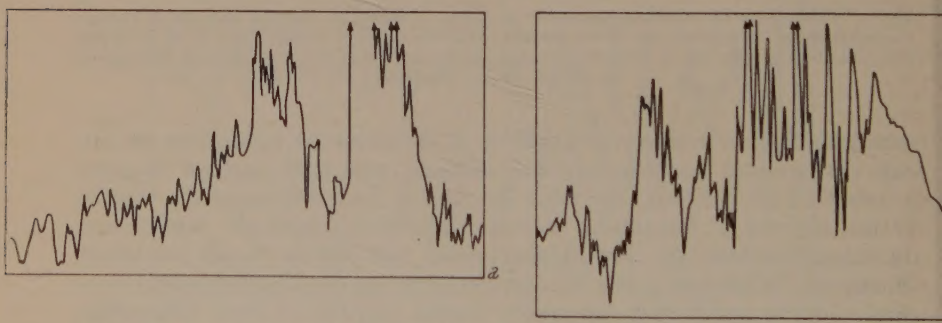


Abb. 8. Variogramme bei Gewitter. *a* Zürich 31. Juli 1934, 17.25 bis 19 Uhr (Abkühlung am Boden 8°, Druckanstieg 2,5 mm Hg); *b* Glarus 20. Juni 1934, 18.30 bis 20 Uhr (Abkühlung am Boden 2°, Druckanstieg 2.0 mm Hg).

(vgl. Abb. 8*b*). Diese Variogramme lassen sich also physikalisch gut deuten.

G. A. SUCKSTORFF [*23*], der vor allem die Entstehung der Kaltluft in einem reinen Wärmegewitter durch Niederschlagsverdunstung untersucht hat, gibt eine etwas andere Deutung; doch dürfte bei den Gewittern mittlerer Breite dadurch der von SCHMIDT beschriebene Vorgang wohl verstärkt, nicht aber grundsätzlich verändert werden. Auch daß schon 12 Stunden vor einem Gewitter die Luftdruckschwankungen besonders

schwach sind, läßt sich leicht erklären; denn bei thermisch labiler Luftschichtung können turbulente Luftmassenverlagerungen den Luftdruck kaum beeinflussen.

Bei Wärmegewittern handelt es sich um einen lokal begrenzten Kaltlufteinbruch, bei *Kaltfronten* dagegen beträgt die lineare Ausdehnung um 1000 km. Nach Schmidt [*22*] ist aber in beiden Fällen die Tatsache des Kaltlufteinbruches entscheidend, so daß es uns nicht überrascht, in Abb. 9*a* und *b* einen ähnlichen Kurvenverlauf wie bei Gewittern zu finden. Während aber bei Lokalgewittern die präfrontale Luft, sofern sie nicht aus eigenem Antrieb aufsteigt, in großem Maße seitlich ausweichen kann, wird sie bei einer Kaltfront zu passivem Aufsteigen ge-

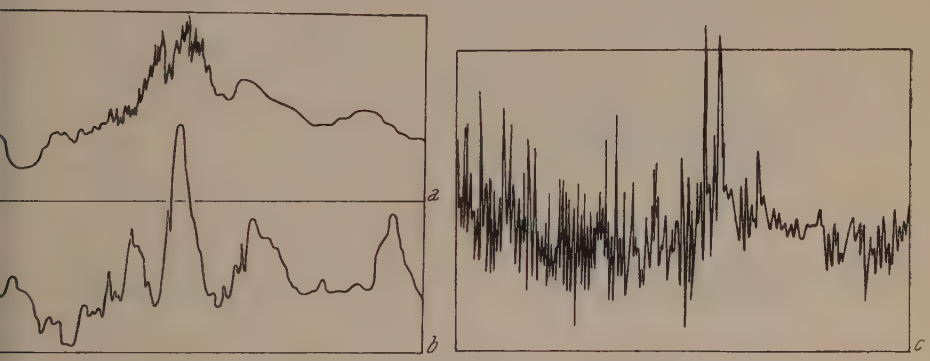


Abb. 9. Variogramme bei Kaltfrontpassage. *a* Glarus 15. Juni 1934, 16.30 bis 18 Uhr; *b* entsprechendes Variogramm für Zürich, 17.31 bis 19.01; *c* Davos 20. April 1934, 16.30 bis 18 Uhr.

zwungen. Dabei entsteht durch adiabatische Abkühlung eine Art präfrontaler Kaltluft (vgl. K. Frey [*24*]), die sich im Variogramm durch präfrontale Druckwellen abzeichnet. Die Amplitude der „Gewitternase" ist proportional zur Differenz der Temperatur zwischen vor und nach der Kaltfront sowie zur Mächtigkeit der Kaltluftmasse. Die präfrontale Abkühlung, in der Höhe vorauseilende Kaltluft und die meist labile Schichtung in der Kaltluftmasse haben zur Folge, daß das Variogramm schon einige Zeit vor der Front unruhig wird und auch nach der Front die allgemeine Unruhe nur langsam abnimmt. Im Falle Abb. 9*a* bewegte sich die Front von E nach W (Säntis NE-Wind), was in der Schweiz nicht häufig vorkommt.

Der Durchzug einer *Warmfront* ist am Erdboden selten so deutlich erkennbar wie Kaltfront und Gewitter; oft bleibt sogar in den untersten Schichten die alte Kaltluft liegen. Dem entspricht es, daß in den Variogrammen der Moment der Warmfrontpassage nicht erkennbar ist; es handelt sich vielmehr um einen kontinuierlichen Wandel des Kurvenbildes.

In den Variogrammen begegnet man aber auch einigen Kurvenformen, die bei der vorangehenden Betrachtung typischer Wetterlagen noch nicht

behandelt wurden. So zeigt Abb. 10*a* schöne, ziemlich gleichmäßige Wellenzüge, die besonders in Kaltluft im Winter auftreten. Die rhythmische Veränderlichkeit der Amplituden eines Wellenzuges (vgl. Abb. 10*b*) könnte als Interferenz zwischen zwei Schwingungen mit ähnlicher Schwingungsdauer oder als periodische Anregung einer gedämpften Schwingung gedeutet werden. Eine rhythmische Veränderung der Amplitude der Windzacken ist besonders häufig bei Rückseitenwetter, wobei auch noch Wellen von 2 bis 4 Minuten Schwingungsdauer auftreten (vgl. Abb. 10*c*). Nachts und besonders im Winter sind geringe Schwankungen von ganz unregelmäßigem Verlauf (vgl. Abb. 10*d*) häufig. Abb. 10*e*

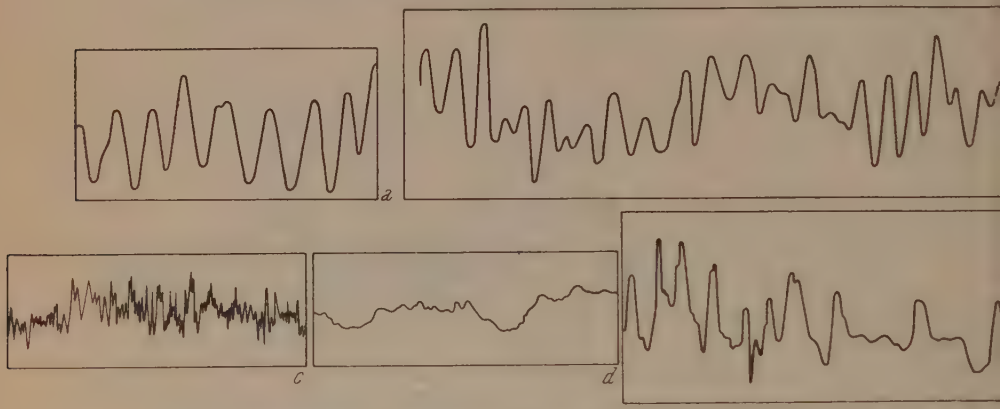


Abb. 10. Charakteristische Variogramme für Statistik. *a* Glarus 12. Februar 1934, 21.15 bis 22.15 Uhr, homogener Wellenzug ; *b* Glarus 8. Februar 1934, 10 bis 11.57 Uhr, rhythmisch variable Amplitude (*Rh*); *c* Glarus 8. Mai 1934, 12 bis 13 Uhr, gleichzeitig mit Windzacken ($W_2$, $W_3$) auftretende Schwingungen von $\tau = 1$ bis 4 Minuten; *d* Glarus 12. Mai 1934, 8.30 bis 9.30 Uhr, unregelmäßige Kurve; *e* Glarus 5. November 1934, 13.45 bis 15.15 Uhr, variables Kurvenbild (*var*).

dagegen zeigt das stark veränderliche Kurvenbild bei gewitterhaftem Wetter.

## III. Typischer Variogrammverlauf.

Um auch die kontinuierlichen Veränderungen im Aussehen der Variogramme richtig erfassen zu können, ändern wir die Betrachtungsweise und wenden uns dem Ablauf der Entwicklung der Kurvenbilder zu.

Schon der Tagesgang bei schönem Sommerwetter, wie er in Abb. 11*a* bis *f* für Glarus dargestellt ist, zeigt je nach der Tageszeit große Unterschiede. Nachts (*a*) bilden sich meist unregelmäßige Wellen kleiner Amplitude mit einer Schwingungsdauer von 5 bis 9 Minuten. Nach Sonnenaufgang (*b*) verschwinden diese Wellen beinahe und es bleibt nur noch eine sehr schwache Welle von 15 bis 25 Minuten Schwingungsdauer erkennbar. Es ist dies die Zeit, da sich die Bodeninversion aufzulösen beginnt, der Bergwind erloschen ist und der Talwind noch nicht eingesetzt hat, wo also die Luft über dem Tal praktisch in Ruhe ist. Zwischen 9 und 10 Uhr (*c*) setzt der Talwind ein, der sich im Variogramm

sofort durch die charakteristischen Windzacken, die nachts völlig fehlen, bemerkbar macht. Die Amplitude der Windzacken auf der Registrierkurve nimmt rasch von 1 auf 5 mm zu. Die Zacken sind gegen oben (Druckzunahme = Windstoß) meist spitzer als gegen unten. Diesen Windzacken scheinen Schwingungen von 1 bis 4 Minuten Dauer überlagert, während langsamere Schwingungen fehlen, so daß die Mittellinie fast konstant ist. Zwischen 13 und 14 Uhr (*d*) erreichen der Talwind und infolgedessen auch die Windzacken ihr Maximum bei zirka 15 mm mittlerer Amplitude: Extremwerte können bis 30 mm groß werden. Wieder zeigen sich Schwingungen von 1 bis 4 Minuten Dauer überlagert; dazu zeichnet sich im Verlauf der Mittellinie noch eine Welle von zirka

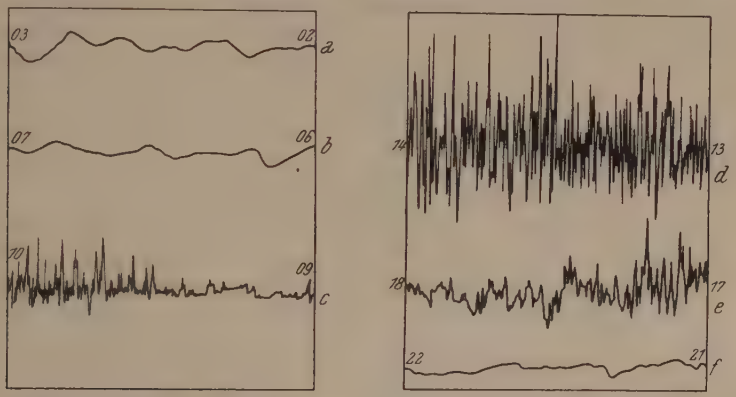


Abb. 11. Ausschnitte aus dem Variogramm eines ungestörten Sommertages in Glarus, 22. Mai 1934. *a* 2 bis 3 Uhr, nachts: 5 bis 9 Minuten-Welle dominiert; *b* 6 bis 7 Uhr, morgens: 15 bis 25 Minuten-Welle dominiert; *c* 9 bis 10 Uhr, vormittags: keine Wellen mit $\tau > 3$ Minuten, Beginn des Talwindes; *d* 13 bis 14 Uhr, mittags: stärkste Ausbildung des Talwindes; *e* 17 bis 18 Uhr, nachmittags: Abklingen des Talwindes, 5 bis 9 Minuten + 15 bis 25 Minuten-Welle; *f* 21 bis 22 Uhr, abends: 15 bis 25 Minuten-Welle dominiert.

15 Minuten Schwingungsdauer ab. Zwischen 17 und 18 Uhr (*e*) erlöscht der Talwind langsam, die Windzacken werden deshalb schwächer und die Schwingungen von 5 bis 9 Minuten und von zirka 15 Minuten Dauer treten deutlicher hervor. Kurz nach dem Erlöschen des Talwindes (*f*) bleiben nur noch die Schwingungen von 15 bis 25 Minuten Dauer übrig. Im Laufe der Nacht dominieren dann wieder die unregelmäßigen Wellen von 5 bis 9 Minuten Schwingungsdauer. Da sich im Winter meist kein Talwind ausbildet, finden wir dann das Minimum der Gesamtamplitude mittags und das Maximum um Mitternacht. Während für Luftdruckschwankungen von mehr als 5 Minuten Schwingungsdauer der Tagesgang das ganze Jahr hindurch derselbe ist, überlagern sich diesem im Sommer tagsüber die Windzacken sowie Schwankungen von weniger als 4 Minuten Schwingungsdauer. Bei der Aufstellung in Zürich lassen sich auch im Sommer keine Windzacken beobachten, so daß dort bei Schönwetterlage die Kurven immer den gleichen Charakter tragen wie bei schönem Winterwetter in Glarus.

A. Schmauss [25] hat den Tagesgang der Häufigkeit von Luftdruckschwankungen von $^1/_2$ bis 24 Stunden Schwingungsdauer untersucht. Die Häufigkeit der verschiedenen Schwingungen läßt einen ausgeprägten Tagesgang erkennen, wobei der Zeitpunkt der Maxima je nach der Schwingungsdauer große Unterschiede zeigt. Unsere Untersuchung erweitert diese Betrachtung auf Schwankungen von $^1/_2$ bis 30 Minuten Schwingungsdauer.

Im Prinzip findet sich der Schönwettertagesgang bei allen Kurven wieder. Dabei erreicht die Größe der Windzacken, die sich im Sommer allen Diagrammen überlagern, bei Schönwetter ihr Maximum. Wir müssen deshalb bei der Analyse immer mit dem Schönwettertagesgang vergleichen. Auf diesem Weg gelangt man zu einem Katalog typischer Kurvenbilder, wie ihn Ch. Henneberger [26] (vgl. Abb. in [1]) zusammengestellt hat. Diese Art der Variogrammanalyse setzt ein großes Einfühlungsvermögen des Analytikers voraus und scheint trotz seinem stark subjektiven Charakter besonders für prognostische Auswertung geeignet.

## IV. Zahlenmäßige Variogrammanalyse.

Nachdem wir einen Überblick über den Reichtum der Kurvenbilder, die uns im Variogramm begegnen können, gewonnen haben, wollen wir nun zu einer objektiven, soweit als möglich messenden Variogrammanalyse fortschreiten.

Auch in dieser Richtung hat Ch. Henneberger [26] bereits einen Versuch unternommen, indem sie als Merkmale die Anzahl der Durchgänge der Kurve durch die Mittellage pro Stunde (Durchgangszahl) und die mittlere Amplitude wählte. Damit kann aber nur der seltene Fall eines gleichmäßigen Wellenzuges genügend beschrieben werden. Besser können wir der Vielfalt der Kurvenbilder gerecht werden, wenn wir entsprechend der Fourier-Analyse das Variogramm als eine Überlagerung mehrerer durch Frequenz und Amplitude bestimmter Wellen auffassen. Eine mathematisch exakte Analyse der Variogramme würde zu viel Aufwand verlangen und wäre bei der großen Veränderlichkeit der meteorologischen Phänomene auch nicht gerechtfertigt. Mit einiger Übung ist es aber möglich, aus dem Kurvenbild die wesentlichen Amplituden und Frequenzen rein visuell abzuschätzen. Schon ein Blick auf Abb. 10*a* und *b* läßt erkennen, daß die Schwingungsdauer nicht so konstant ist wie bei optischen und akustischen Schwingungen. Wir werden diesem Umstand am besten gerecht, wenn wir uns darauf beschränken festzustellen, innerhalb welcher Frequenzbereiche Schwingungen beobachtet werden. Dabei ist die Breite eines Frequenzbereiches dadurch begrenzt, daß auf einem Kurvenstück nicht gleichzeitig zwei verschiedene Schwingungen aus demselben Frequenzbereich vorkommen sollen. Bei der Amplitude begnügen wir uns mit dem Tagesmittelwert für jeden Frequenzbereich. So erhalten wir eine Statistik, die die Tagesmittel der Amplitude in sieben Frequenzbereichen zwischen 1 und 60 Minuten Schwingungsdauer enthält. Aber auch bei diesem Verfahren

wird die Vielfalt des Kurvenbildes noch nicht genügend berücksichtigt. Um auch dem Tagesgang Rechnung tragen zu können, wird noch das größte Stundenmittel der Amplitude unter Ausschluß der Windzacken bestimmt. Endlich fügen wir unter Verzicht auf eine rein zahlenmäßige Darstellung noch eine Notiz über auffällige Details des Kurvenbildes, wie sie in Abb. 8, 9 und 10 wiedergegeben sind, bei, und notieren, wenn die Amplitude im Laufe des Tages eindeutig zu- oder abnehmende Tendenz hatte. Damit erhält unsere Statistik neun Angaben, die das Variogramm wohl genügend gut charakterisieren.

Anhand dieser Frequenzanalyse können wir prüfen, inwiefern die von P. Courvoisier [*1*] für den Bereich zwischen 4 Minuten und 10 Tagen Schwingungsdauer aufgestellte Formel im Meßbereich des Gasvariographen erfüllt ist. Sie besagt, daß der mittlere atmosphärische Erregungszustand alle Frequenzbereiche derart umfaßt, daß

$$\text{Frequenz} \times \text{Amplitude} = \text{const.} \qquad (1)$$

Tabelle 1 zeigt uns, daß im Mittel über die 560 bisher analysierten Tage diese Beziehung für Wellen von mehr als 3 Minuten Schwingungsdauer angenähert erfüllt ist, womit nichts ausgesagt wird, welche von mehreren gleichzeitig auftretenden Frequenzen im Einzelfall dominiert.

Tabelle 1. *Anregungszustand der Atmosphäre in Frequenzbereichen der Luftdruckschwankungen, in dyn/cm²sec und bezogen auf eine Bandbreite 1 : 2.*

| Schwingungsdauer in Minuten | Zürich (76 Tage) | Glarus (405 Tage) | Davos (79 Tage) | Mittel (560 Tage) |
|---|---|---|---|---|
| Windzacken $< 1$ | 0,350 | 1,400 | 1,400 | 1,050 dyn/cm²sec |
| 1—2 | 0,042 | 0,028 | 0,081 | 0,050 |
| 3—4 | 0,022 | 0,014 | 0,026 | 0,020 |
| 5—9 | 0,016 | 0,012 | 0,027 | 0,017 |
| 10—14 | 0,017 | 0,007 | 0,023 | 0,016 |
| 15—25 | 0,020 | 0,014 | 0,025 | 0,020 |
| $> 25$ | 0,021 | 0,010 | 0,032 | 0,021 |

In Glarus treten Luftdruckschwankungen von 10 bis 14 Minuten Schwingungsdauer relativ selten auf, und wenn, dann fast ausschließlich bei Föhnlage. Auch die übrigen Schwingungen sind, mit Ausnahme der Windzacken, im tiefen Alpental schwächer als in Davos und Zürich. Die Windzacken sind um gegen zwei Zehnerpotenzen stärker als die übrigen Schwingungen (vgl. Courvoisier [*1*], Abb. 8). Es ist deshalb für die Registrierungen sehr vorteilhaft, daß die Empfindlichkeit des Gasvariographen für die Windzacken rasch abnimmt; für Davos und Glarus wäre es erwünscht, im Sommer die Empfindlichkeit für Windzacken noch weit mehr reduzieren zu können.

Die Frequenzstatistik ermöglicht uns, Korrelationen zwischen Registrierungen benachbarter Stationen auch in solchen Fällen aufzustellen, wo keine identischen Kurvenzüge aufgefunden werden können. Bei der

großen Horizontaldistanz müssen ja jene Wellenzüge, die nicht durch Interferenz mit andern Schwingungen verzerrt werden, die Ausnahme bilden. Wir können aber auch in jenen Fällen auf eine gemeinsame Quelle der Schwingungen an zwei Orten schließen, wo das Tagesmittel der Amplituden für ein und denselben Frequenzbereich miteinander übereinstimmt. Zwischen Glarus und Zürich erweisen sich nur die Schwankungen von 5 bis 9 Minuten Schwingungsdauer stärker korreliert, alle übrigen Schwingungen sind im Glarnertal gedämpft. In Davos ist die Amplitude der Schwankungen von 5 bis 9 Minuten Schwingungsdauer sogar größer als in Zürich, wohl weil Davos in 1600 m ü. M. näher der Schwingungsebene liegt. Nimmt man an, daß in der Schwingungsebene über Zürich und Davos die Amplitude dieselbe sei, so läßt sich aus Formel (2) eine Wellenlänge von zirka 12 km errechnen. Die Wellen von mehr als 10 Minuten Schwingungsdauer zeigen nahezu dieselbe Amplitude, außer im engen Glarnertal, und müßten daher nach Formel (2) noch wesentlich größere Wellenlängen haben.

Die 5 bis 9 Minuten-Schwingung zeigt besonders über kürzere Strecken eine sehr gute Korrelation. Dagegen sind Koinzidenzen zwischen Wellen von weniger als 4 Minuten Schwingungsdauer kaum überzufällig; diese Wellen müssen als lokalen Ursprungs betrachtet werden. Obwohl die Windzacken besonders bei Schönwetter auftreten, zeigt sich keine überzufällige Korrelation zwischen den Amplituden in Glarus und Davos. Damit bestätigt diese statistische Betrachtung die von andern Autoren an wenigen Einzelbeispielen ermittelten Angaben über Art und Wirkungsbereich der mit dem Gasvariographen registrierten Druckwellen.

Nach der Korrelation zwischen benachbarten Stationen suchen wir, ob auch eine Korrelation zwischen der Amplitude in gewissen Frequenzbereichen und dem Höhenwind auf dem frei gelegenen Säntisgipfel (2500 m) besteht (vgl. auch W. Schmidt [5]). Da über dem Alpengebiet bis 5000 m die Windverhältnisse mit Ort und Höhe veränderlich sind, ist von vorneherein keine enge Korrelation zwischen Windrichtung, Windgeschwindigkeit und Luftdruckschwankungen zu erwarten.

Da im Sommerhalbjahr vor allem Druckschwankungen auftreten, die mit gewittrigen Erscheinungen zusammenhängen, welche kaum mit dem Höhenwind korreliert sind, beschränken wir uns auf das Winterhalbjahr. Wir finden die in Tabelle 2 zusammengefaßten Beziehungen zwischen größtem Stundenmittel der Variogrammamplituden in mm und dem größten Stundenmittel des Säntiswindes in km/h.

Tabelle 2. *Größtes Stundenmittel A der Variogrammamplituden in mm, in Funktion des größten Stundenmittels v des Säntiswindes in km/h.*

| Ort | Windrichtung auf dem Säntis | |
|---|---|---|
| Davos | WSW, W, NW, N, NE | $A_D = 0{,}09 + 0{,}25 \cdot v_s$ mm |
| Glarus | S, SW | $A_G = 0{,}33 \cdot v_s$ mm |
| Zürich | NW, N, NE, S, SW | $A_Z = 0{,}05 + 0{,}32 \cdot v_s$ mm |

Im frei gelegenen Zürich hängt die Korrelation nur wenig von der Richtung des Höhenwindes ab. Dagegen ist im tiefen, S → N gerichteten Glarnertal nur bei S- bis SW-Wind auf dem Säntis und im NE → SW gerichteten Davosertal hauptsächlich bei WSW- bis NE-Wind auf dem Säntis eine Korrelation zwischen Variogrammamplitude und Geschwindigkeit des Höhenwindes ausgeprägt.

Bei Kaltfronten und Gewittern sind die Variogrammamplituden etwa doppelt so groß wie sonst bei gleichem Höhenwind. Aerologische Aufstiege würden sicher noch engere Korrelationen zum allgemeinen Windfeld auffinden lassen. Es folgt aber schon aus unserer Untersuchung eindeutig, daß eine Beziehung zwischen Variogramm und Höhenwind besteht und daß die Topographie der Umgebung von Bedeutung ist.

Betrachten wir den Zusammenhang zwischen der Windgeschwindigkeit am Boden und der Amplitude der Windzacken, so ergibt sich eindeutig, daß bei einer Windgeschwindigkeit von weniger als 2 m/sec nie Windzacken auftreten. Während aber in Glarus und Davos die Windzacken bei Kaltlufteinbrüchen (aus Sektor NW bis E) und bei Talwind schon bei 6 m/sec 20 mm Amplitude erreichen, können in Glarus bei Föhn (S bis SE) von 6 m/sec die Windzacken noch völlig fehlen und erreichen in diesem Fall selbst bei 10 m/sec Stundenmittelwert nur 10 mm Amplitude. Dies überrascht besonders deshalb, weil allgemein in der Literatur (vgl. W. Peppler [*27*], W. Schmidt [*5*]) der Föhn als besonders turbulente Strömung beschrieben wird.

Es läßt sich auch leicht feststellen, daß die mittlere Amplitude des Variogramms bei Hochdruckwetterlage am kleinsten und bei häufigen Frontpassagen am größten ist. Dagegen läßt sich keine Beziehung nach Herkunft der Luftmassen oder (abgesehen von den Windzacken) mit dem Wind in Bodennähe feststellen. Das Hauptgewicht der Variogrammanalyse liegt auf der Großwetterlage (Höhenwind, Fronten) und deren lokalen Modifikationen (Föhn, Gewitter).

## V. Frequenzanalyse und Wetterlage.

In den Jahren 1933 bis 1936 stehen aus dem Glarnertal besonders ausführliche meteorologische Daten zur Verfügung, die im Rahmen einer großangelegten Föhnuntersuchung (vgl. W. Mörikofer [*28*, *29*]) gesammelt wurden. Deshalb ist es unter Mithilfe der Breslauer Wetterkarten möglich, besonders eingehende, die lokalen Verhältnisse berücksichtigende Wetteranalysen zu machen. Wir verfügen über Registrierungen von Temperatur, Feuchtigkeit und Wind, vermehrt um Beobachtungen über Bewölkung, Niederschlag, Höhenwind, Druckgefälle quer zu den Alpen, sowie Angaben über Wetterlage, Luftmassen und Fronten. Auf Grund dieser Analysenelemente ist zunächst eine Klassifikation von 50 verschiedenen Wettersituationen aufgestellt worden. Vergleichen wir die Variogramme aller Tage, die einer solchen Wettersituation eindeutig zugeordnet sind, so zeigen diese erwartungsgemäß große Ähnlichkeit untereinander.

Aber auch Variogramme von verschiedenen Wettersituationen, wie z. B. einer ungestörten Wetterlage im Zentrum eines Hochdruckgebietes oder einer ungestörten Wetterlage bei flacher Druckverteilung, lassen keine wesentlichen Unterschiede erkennen. Solche Wettersituationen fassen wir deshalb zu einer Wetterlage zusammen. So reduziert sich unsere Wetterbeschreibung auf 21 Wettersituationen, denen verschiedenartige Variogramme zugeordnet werden können. Dabei bleibt aber eine große Vielfalt in den Einzelheiten jedes Variogramms bestehen, und es gibt auch Überschneidungen in der Zuordnung derart, daß ein Variogramm einer andern Wetterlage ähnlich sieht als jene, die auf Grund meteorologischer Auskünfte dem betreffenden Tag zugeordnet ist. Tabelle 3 gibt eine kurze Beschreibung der 21 Wetterlagen, in fünf Gruppen zusammengefaßt und mit zweckmäßigen Abkürzungssymbolen bezeichnet.

Tabelle 3. *Klassifikation der Wetterlagen im Hinblick auf die Variogramme.* 21 Wetterlagen in fünf Hauptgruppen nach meteorologischen Gesichtspunkten zusammengefaßt.
Bei der Möglichkeit mehrfacher Zuordnung erhalten die Fronten das Hauptgewicht.

| Hauptgruppe | Typenbezeichnung | Beschreibung der Wetterlage |
|---|---|---|
| 1. Ungestörte Wetterlagen | *u* | Ungestörte Wetterlage |
| | $f^\circ$ | Leicht absinkende Luft in der Höhe, sonst ungestört |
| | *f* | Stärker absinkende Luft in der Höhe, sonst ungestört |
| 2. Föhnsituationen | $f^2$ | Antizyklonalföhn, Glarus noch föhnfrei |
| | $\mathfrak{F}^\circ$ | Leichter Föhn in Glarus, ohne Front |
| | $\mathfrak{F}$ | Föhn in Glarus, ohne Front |
| | $\mathfrak{F}F$ | Föhn in Glarus mit Frontpassage |
| | $\mathfrak{F}\lceil\!\searrow$ | Föhn in Glarus mit Gewitter |
| 3. Gewitterlagen | $F\lceil\!\searrow$ | Frontgewitter |
| | $F\swarrow$ | Gewitterhaft mit Front |
| | $\swarrow$ | Gewitterhaft ohne Front |
| 4. Frontpassagen | *KF* | Kaltfront |
| | *KFOK* | Kaltfrontokklusion |
| | *OK* | Okklusion und Rückseitenwetter |
| | *WF* | Warmfront und Warmfrontokklusion |
| 5. Kaltluftsituationen | *s* | Leichte Staulage, sonst ungestört |
| | *S* | Starke Staulage |
| | *fS* | Starke Staulage mit absinkender Luft in der Höhe |
| | *fB* | Bisenlage mit absinkender Luft in der Höhe |
| | *B* | Bisenlage, sonst ungestört |
| | *KL* | Kaltluftzufuhr aus W bis N |

So schwierig es ist, die Variogrammbilder, die der gleichen Wetterlage entsprechen, zu beschreiben, so leicht ist es, das Gemeinsame in den Daten der Frequenzanalyse zu finden. Dies beruht wohl darauf, daß die Tagesmittel der Amplitude mehr vom Gesamtablauf des Wetters abhängen als die Unregelmäßigkeiten von kurzer Dauer, die oft stark ins Auge fallen, aber vorwiegend lokal bedingt sind.

Auch ist zu bedenken, daß bei der Überlagerung mehrerer Wellen verschiedener Frequenz und variabler Amplitude schon allein durch geringe Phasenverschiebung einzelner Schwingungen das Kurvenbild stark verändert werden kann.

Bestimmen wir für jede Wetterlage aus den Frequenzanalysen der zugeordneten Tage einen Mittelwert, so erhalten wir die in Tabelle 4 wiedergegebene Zuordnung zwischen Wetterlage und Frequenzanalyse.

Da bei der Frequenzanalyse der Variogramme von Zürich und Davos noch drei in Glarus nie beobachtete Fälle auftreten, diese aber nicht einer gut definierten Wetterlage zugeordnet werden konnten, werden diese Typen einfach mit $Z_1$, $Z_2$ und $Z_3$ bezeichnet und an geeigneter Stelle in Tabelle 4 eingefügt. Daß bei der Frequenzanalyse in Tabelle 4 dieselben Abkürzungen verwendet werden wie bei der zugeordneten Wetterlage, darf nicht darüber hinwegtäuschen, daß es sich hier um eine rein empirische Zuordnung handelt, die an andern Orten erst noch verifiziert werden muß. In der Folge wird diesem Sachverhalt dadurch Rechnung getragen, daß jeweils der Abkürzung beigefügt wird, ob die Wetterlage nach meteorologischen Daten oder nach der Variogrammanalyse ermittelt worden ist.

In Tabelle 4 sind jene Werte durch Fettdruck hervorgehoben, auf die bei der Zuordnung zu einer Klasse besonderes Gewicht zu legen ist. Die Reihenfolge der Klassen ist nicht mehr nach meteorologischen Überlegungen bestimmt, sondern ausschließlich dadurch gegeben, daß die benachbarten Frequenzanalysen sich möglichst wenig voneinander unterscheiden sollen. Die so angeordneten 24 Variogrammtypen lassen sich in Tabelle 5 zwanglos in vier Gruppen zusammenfassen.

Diese Einteilung deckt sich weitgehend mit derjenigen der Tabelle 3, obwohl die Anordnung ausschließlich nach der Frequenzanalyse vorgenommen wurde. Darin dürfte ein weiterer Beweis dafür liegen, daß Wetterlage und Variogramm ursächlich miteinander in Beziehung stehen. Die Gruppe I umfaßt jene Klassen, wo (abgesehen von den Windzacken) die Amplituden durchwegs klein sind, deshalb die Bezeichnung „ungestörte Gruppe". In meteorologischem Sinn wäre die Bezeichnung „ungestört" nicht ganz gerechtfertigt, da starke Bewölkung und sogar leichte Niederschläge auftreten können.

Die Gruppe II umfaßt jene Klassen mittlerer und großer Gesamtamplitude, bei welchen Wellen mit 5 bis 14 Minuten Schwingungsdauer eine größere Amplitude haben als jene mit mehr als 25 Minuten Schwingungsdauer. Gleichmäßige Wellenzüge treten verhältnismäßig häufig auf. Da bei allen Föhnwetterlagen zu dieser Gruppe gehörige Variogramme beobachtet werden, bezeichnen wir sie als „Föhngruppe".

Tabelle 4. *Bestimmung der Variogrammtypen*

| Größtes Stundenmittel der Gesamtamplitude | | < 10 | < 10 | < 10 | < 10 | < 10 | < 10 | < 20 | < 20 | < 20 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Schwingungsdauer | | | | | | | | | |
| | > 25 Min. | .5 | .5 | .5 | .5 | 1 | .5 | 1 | 1 | 1 |
| Tagesmittel der | 15—25 | 1 | .5 | .5 | .5 | 1 | 2 | .5 | .5 | 0 |
| Amplitude der | 10—14 | .5 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | .5 | .5 | 0 |
| einzelnen Fre- | 5—9 | .5 | .5 | 0 | .5↑ | .5 | .5 | 1 | 1 | 2 |
| quenzbereiche | 3—4 | .5 | 1 | 0 | .5 | 0 | 0 | .5 | 0 | 0 |
| | 1—2 | .5 | .5 | 0 | .5 | 0 | 0 | .5 | .5 | 0 |
| Größtes Stundenmittel der Windzacken | | 8 | 10 | 3 | 3 | 1 | 2 | 5 | 4 | 0 |
| Kurvenbild vgl. | | | | | | | | | | |
| Abb. 10*c* $w_2, w_3$ | | + | + | — | · | — | — | — | — | — |
| Abb. 9 Front | | — | — | — | — | — | — | — | · | — |
| Abb. 8 Gewitter | | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| Abb. 10*b* Rh | | — | — | — | — | — | — | — | + | — |
| Abb. 10*a* Welle | | — | — | — | — | — | — | — | — | + |
| Abb. 10*e* var. | | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| Bezeichnung (Variogrammtyp) | | *s* | *u* | *f°* | *f* | *B* | *KL* | *f²* | *OK* | *WF* |
| Variogrammgruppen | | Ungestörte Gruppe | | | | | Föhngruppe | | | |

Die Gruppe III umfaßt jene drei Klassen großer Gesamtamplitude, bei welchen Wellen mit mehr als 25 Minuten Schwingungsdauer überwiegen. Als typische Kurvenbilder finden wir die „Gewitternase" (Abb. 8), „Kaltfrontzacken" (Abb. 9) und Kurvenzüge mit rhythmisch veränderlicher Amplitude (Abb. 10*b*). Da durchwegs Erscheinungen von Kaltfrontcharakter auftreten, bezeichnen wir sie als „Kaltfrontgruppe".

Tabelle 5. *Zusammenfassung der Variogrammklassen zu Gruppen vom Standpunkt der Frequenzanalyse aus.*

| Gruppe | Bezeichnung | Kennzeichen | Zugehörige Klassen |
|---|---|---|---|
| I | Ungestörte Gruppe | $A_{max} < 10$ mm | *s, u, f°, f, B* |
| II | Föhngruppe | $A_{5-9\,min} > A_{25\,min}$ | *KL, f², OK, WF, F°, F, $Z_1$, $Z_2$, $Z_3$, FF, FF↖* |
| III | Kaltfrontgruppe | Front oder ↖-Nase | *F↖, F↙, KF* |
| IV | Kaltluftgruppe | $A_{5-9\,min} < A_{25\,min}$ | *S, fS, fB, ↙, KFOK* |

Die Gruppe IV endlich enthält jene Klassen, wo bei mittlerer Gesamtamplitude die Wellen mit mehr als 25 Minuten Schwingungsdauer überwiegen, raschere Schwingungen aber auch sichtbar sind und häufig gleichmäßige Wellenzüge (vgl. Abb. 10*a*) auftreten. Da bei diesen Wetter-

*(Wetterlage) auf Grund der Frequenzanalyse.*

| $<20$ | $<20$ | $>20$ | $>20$ | $>20$ | $>20$ | $>20$ | $>20$ | $>20$ | $>20$ | $<20$ | $<20$ | $<20$ | $<20$ | $<10$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 1↑ | 1 | 3 | 3 | 3 | 3 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 1 |
| .5 | .5 | 1 | 2 | 2 | 2 | 2 | 3 | 2 | 1 | 1 | 1 | .5 | .5 | .5 |
| 1 | 1 | 1 | 2 | 2 | 1↓ | 2 | 1↓ | .5 | 1 | 1 | .5 | .5 | .5↓ | 0 |
| 2↑ | 2↑ | 2 | 3 | 3 | 5 | 4 | 1↑ | .5 | 1↑ | 1 | 2 | .5 | 1↑ | 1 |
| .5 | .5 | 2 | 3 | 1 | 1 | 1 | .5 | .5 | .5 | .5 | 0 | 0 | .5 | .5 |
| 0 | .5 | 1 | 2 | 1 | 1 | 1 | .5 | .5 | .5 | .5 | 0 | 0 | .5 | 1 |
| 2 | 5 | 2 | 2 | 2 | 5 | 8 | 6 | 8 | 5 | 5 | 1 | 1 | 5 | 3 |
| – | - | — | — | — | -- | — | + | + | . | + | — | — | — | — |
| — | — | — | — | — | . | — | . | + | + | — | — | — | . | . |
| — | - | — | | — | — | + | + | + | — | — | — | — | . | — |
| — | - | | — | — | — | — | — | + | — | — | — | — | — | — |
| + | — | — | — | + | + | — | — | — | + | + | + | + | — | — |
| — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | + | — |
| $\mathfrak{F}^\circ$ | $\mathfrak{F}$ | $Z_1$ | $Z_2$ | $Z_3$ | $\mathfrak{F}F$ | $\mathfrak{F}\lceil\!\searrow$ | $F\lceil\!\searrow$ | $F\swarrow$ | $KF$ | $S$ | $fS$ | $fB$ | $\swarrow$ | $KFOK$ |
| Föhngruppe | | | | | | | Kaltfront-gruppe | | | Kaltluftgruppe | | | | |

lagen die Station meist unter strömender Kaltluft liegt, bezeichnen wir sie als „Kaltluftgruppe".

Die Variogramme der vier Gruppen lassen sich also sehr einfach charakterisieren. Nun wollen wir die Klassen jeder Gruppe einzeln betrachten. Die erste Gruppe beginnt mit leichter Staulage *s*. Diese Wettersituation ist in der Schweiz bei stabiler Hochdrucklage häufig, da nördlich der Alpen meist kühlere Luft lagert und so einen leichten Überdruck gegen die Alpensüdseite mit schwachen N-Winden über den Alpen erzeugt, wobei sich im Sommer der Talwind der nördlichen Alpentäler gut entwickelt. Beim Variogramm erinnert die etwas größere Amplitude der 15 bis 25 Minuten-Welle an Kaltluft, und die großen Windzacken zeigen die starke Entwicklung des Talwindes, welcher zwar noch nicht die Intensität ganz ungestörter Wetterlage *u* erreicht. Parallel zu der starken Ausbildung der Windzacken zeigen auch die häufig damit gekoppelten Wellen von weniger als 4 Minuten Schwingungsdauer ein überdurchschnittliches Tagesmittel der Amplitude. Absinkende Luft *f'* und *f*, wie sie hauptsächlich im Kerngebiet von winterlichen Antizyklonen in den höheren Luftschichten beobachtet wird, unterdrückt den Talwind weitgehend. Bei dieser Wetterlage zeigen die Variogramme die kleinste Amplitude in allen Bereichen, auch die Windzacken sind klein und treten nur während weniger Mittagsstunden auf. Bisenlage *B* und Kaltluftzufuhr *KL* gehören meteorologisch zwar beide zur Kaltluftgruppe, nach der kleinen Gesamtamplitude ist *B* aber der I. Gruppe zuzuordnen, und das Fehlen von Windzacken (wie auch die gleichzeitige geringe relative Luft-

feuchte auf dem Säntis) deutet auf starkes Absinken der oberen Luftschichten hin, weshalb diese Klasse zwischen die Wetterlagen mit stärker absinkender Luft $f$ und $f^2$ eingeordnet wird.

Die Wetterlage *KL* hat zwar nur einen kleinen Maximalwert der Gesamtamplitude, aber der Minimalwert liegt etwas höher als bei den in der I. Gruppe zusammengefaßten Variogrammen; wieder ist der Talwind durch absinkende Luft unterbunden, weshalb die Zuordnung zur II. Gruppe gerechtfertigt erscheint. Bei Antizyklonalföhn ($f^2$), der im Glarnertal höchst selten bis zum Talboden (500 m NN) herabsteigt, sondern meist nur bis in die Höhe von Elm (1000 m NN) und Schwändi (700 m NN) herunterkommt, beginnt nun die Welle mit 5 bis 9 Minuten Schwingungsdauer an Bedeutung zu gewinnen. Überraschend ist, daß dann tagsüber auch die Windzacken ziemlich groß werden. Da es sich hier nicht mehr um langsam absinkende Luft mit geringer Horizontalbewegung wie bei $f^\circ$ und $f$ handelt, vermag die obere Föhnströmung gleichzeitig den oberen talauswärts gerichteten Ast der Talwindzirkulation und durch Aspiration auch den talaufwärts gerichteten Wind in der Kaltluft am Talgrund zu verstärken, sobald diese in sich beinahe labil geschichtet ist. Während der Synoptiker Warmfront (*WF*) und Okklusion inklusive Rückseitenwetter (*OK*) selbstverständlich bei den Fronten einordnen würde, zwingt uns die Verteilung der Druckamplituden auf die verschiedenen Frequenzbereiche, diese Wetterlagen zwischen Antizyklonal- und Zyklonalföhn einzufügen. Da vor diesen Fronten fast immer Höhenwinde aus dem Sektor SE–SW beobachtet werden, in der Höhe also präfrontaler Föhn weht, und meist auch nach der Frontpassage eine südliche Windkomponente über den Alpen bestehen bleibt, besagt die Zuordnung vor allem, daß der S-Wind in der Höhe für das Variogramm von größerer Bedeutung ist als die Frontpassage. Dringt der Föhn wenigstens zeitweise bis auf den Talboden $\mathfrak{F}^\circ$, $\mathfrak{F}$ vor (eine 24stündige Föhndauer wurde in Glarus in dieser Periode ein einziges Mal beobachtet), so dominieren im Kurvenbild eindeutig Wellen von 5 bis 14 Minuten Schwingungsdauer; dabei bilden sich oft gleichmäßige Wellenzüge aus und trotz der hohen Windgeschwindigkeit werden die Windzacken lange nicht so groß (und haben meist eine längere Schwingungsdauer) wie bei Schönwetter. Hat endlich der Zyklonalföhn seine volle Stärke erreicht, so wird er meist durch eine kräftige Front ($\mathfrak{F}F$) oder ein Gewitter ($\mathfrak{F}\downarrow\downarrow$) abgeschlossen. Während bei Föhn die Wellen von 5 bis 14 Minuten Schwingungsdauer dominieren, verstärken sich schon vor der Front die Wellen mit über 25 Minuten Schwingungsdauer, während die Wellen von 5 bis 14 Minuten Schwingungsdauer nach der Frontpassage rasch abnehmen. Zwischen die Variogramme dieser ausgesprochenen Föhnwetterlagen schieben sich die drei nur in Zurich und Davos beobachteten Variogrammtypen $Z_1$, $Z_2$ und $Z_3$ ein. Meist wird gleichzeitig in Glarus ein Variogramm, das der II. Gruppe zugeordnet ist, beobachtet. Was diese Variogramme von den in Glarus registrierten unterscheidet, ist das von Windzacken unabhängige Auftreten

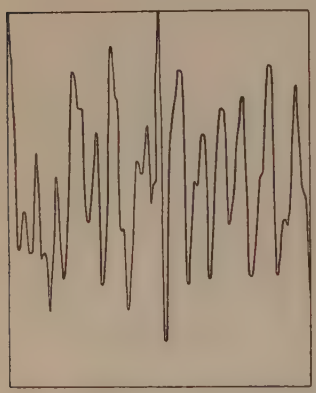

Abb. 12. Variogramm vom 7. Februar 1946 in Davos, der Klasse $Z_2$ entsprechend. Welle mit $\tau = 4$ Minuten dominiert, 5 bis 9 Minuten-Welle und einzelne kleine Windzacken überlagert.

stärkerer Wellen mit 1 bis 4 Minuten Schwingungsdauer, die besonders bei $Z_2$ das Kurvenbild über mehrere Stunden völlig dominieren können (Abb. 12).

Der Übergang von der II. zur III. Gruppe der Variogramme zeichnet sich denkbar schroff in der Amplitudenverteilung über die verschiedenen Frequenzgebiete ab, obwohl die Gesamtamplitude beidemal gleich groß ist. Ganz eindeutig dominieren nun die Wellen mit mehr als 25 Minuten Schwingungsdauer, während die übrigen Schwingungen nur schwach ausgebildet sind (Abb. 13). Diese langsamen Schwingungen scheinen ebenso typisch für frische, bewegte Kaltluft zu sein wie die Schwingungen mit 5 bis 15 Minuten Schwingungsdauer für Föhnströmung (Warmluft) in der Höhe oder bis zum Erdboden hinunter. Es handelt sich durchwegs um Fronten von Kaltfrontcharakter, wo mit oder ohne Gewitter Kaltluft großer Mächtigkeit einströmt. Am stärksten sind diese Verhältnisse bei Frontgewitter ($F\lceil\!\searrow$) ausgeprägt; leitet eine Kaltfront gewitterhaftes (böiges) Wetter mit kräftigen Schauern ($F_{\swarrow}$) ein, so wiederholt sich zwar das Frontkurvenbild (Abb. 8 bis 9) mehrfach, aber wesentlich schwächer und mit geringeren mittleren Amplituden als beim Frontgewitter. Bei der Kaltfront ($KF$) ohne Gewitter tritt an Stelle des plötzlichen Druckanstieges (Abb. 9*a*) außer einer kleinen Zacke (Abb. 9*c*) häufig eine unregelmäßige Zunahme der Wellen großer Schwingungsdauer und der Windzacken. Dies deutet darauf hin, daß die Kaltluft im Gebirge in der Höhe wesentlich rascher vorstößt als über der hindernisreichen Erdoberfläche, wodurch sich die Frontwirkung auf einen längeren Zeitraum verteilt.

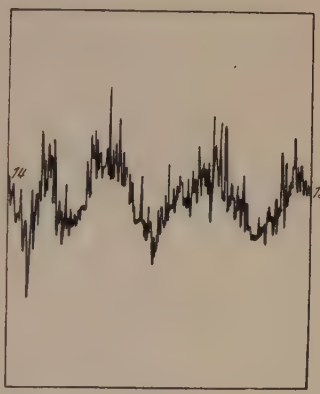


Abb. 13. Variogramm bei gewitterhaftem Wetter mit Kaltfront in Glarus, 19. Februar 1934. 25 Minuten-Welle dominiert, Windzacken und 1 bis 3 Minuten-Welle überlagert.

Zwischen der III. und IV. Gruppe ergibt die Frequenzanalyse keine eindeutige Grenze, indem die Amplituden bei starker Staulage ($S$) die gleiche Frequenzverteilung zeigen wie bei $KF$; diese Feststellung kann nicht überraschen, wenn man bedenkt, daß es sich hier um Tagesmittelwerte handelt und nach der Kaltfrontpassage sich in den Alpen meist rasch eine kräftige Staulage ausbildet. Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß bei $S$ nirgends das Kurvenbild einer Front im Variogramm auftritt, welches für $KF$ charakteristisch ist. Bei den Wetterlagen $S$, $fS$ (starke Staulage mit absinkender Luft in der Höhe) und $fB$ (Bisenlage mit absinkender Luft in der Höhe) treten schöne Wellenzüge auf, obwohl im Tagesmittel die Amplitude der Welle von 5 bis 9 Minuten Schwingungsdauer klein ist. So charakteristisch diese Wellenzüge für das Kurvenbild sind, so helfen sie uns doch nur wenig bei der Wetteranalyse, können sie doch auch bei Wetterlagen der II. und III. Gruppe auftreten. Gewitterhaftes Wetter ohne Front ($_{\swarrow}$) läßt sich nach den Amplitudenverhältnissen am besten in die IV. Gruppe einordnen. Es handelt sich dabei meist um instabil geschichtete, maritime Luft. Das Kurvenbild ist besonders veränderlich und enthält Kurvenstücke, wie Abb. 10*c* zeigt. Das Tagesmittel der Amplitude ist aber schon ziemlich klein, d. h. es treten auch größere ruhige Kurvenstücke im Variogramm auf. Als letzte Wetterlage findet sich in Tabelle 3 die Kaltfrontokklusion ($KFOK$). Es handelt sich in den hier berücksichtigten Fällen meist um absterbende Fronten

(Randgebiet), an andern Orten dürften die Amplituden viel eher jenen bei *KF* entsprechen.

Damit haben wir einen Überblick über die Variogramme und ihren Zusammenhang mit der Wetterlage gewonnen. Es soll aber nochmals betont werden, daß diese Einteilung nur in den Fällen von Föhn, Gewitter, Kaltfront und Schönwetter als kausal anzusehen ist, während es sich bei vielen Fällen aus der II. und IV. Gruppe ausschließlich um eine statistische Zuordnung nach der Frequenzanalyse der Variogramme handelt. Ein direkter Vergleich mit den Resultaten der Wetteranalyse ist deshalb leicht irreführend; denn während in der Wetteranalyse die Wertung in der Reihenfolge Front, Luftmasse, Föhn vorgenommen wird, erschließt die Variogrammanalyse vor allem die Großwetterlage und dynamische Vorgänge innerhalb der Luftmassen. Nur in den Klassen $f°$, $\mathfrak{F}$, $\mathfrak{F}F$, $\mathfrak{F}\swarrow$, $F\swarrow$, $\swarrow$ und *KL* treffen Wetter- und Frequenzanalyse in mehr als 65% aller Fälle in benachbarte Klassen. Anderseits koinzidieren bei den Klassen *f*, *s*, *S*, *fS* beide Analysenmethoden nicht überzufällig miteinander.

Wenn wir die Häufigkeit der Koinzidenz ähnlicher Variogrammtypen zwischen den drei Stationen in Tabelle 6 betrachten, so zeigt sich wieder, daß Glarus mit seiner Lage im Talkessel eine Sonderstellung einnimmt. In Davos und Zürich treten häufig Variogramme der gleichen Gruppe auf, während das in der Mitte zwischen beiden Stationen gelegene Glarus sehr wenig mit Zürich und etwas häufiger mit Davos ähnliche Variogramme aufweist. Aus dieser Statistik geht hervor, daß auch hier ein starker Einfluß des Gebirges auf die Variogramme besteht, daß aber in freieren Lagen, wie im Hochalpental Davos, auch dann noch die Großwetterlage dominiert.

Tabelle 6. *Koinzidenz von Variogrammtypen der gleichen Gruppe an benachbarten Stationen.*

| Stationspaar | Koinzidenz in % |
|---|---|
| Glarus—Zürich ..... | 32 |
| Glarus—Davos ..... | 44 |
| Davos—Zürich ..... | 55 |

Dieser Verquickung von großräumigen Einflüssen und lokalen Modifikationen im Variogramm ist es wohl zu verdanken, daß sich die Variogrammanalyse als besonders vorteilhaft für statistische Untersuchungen meteorotroper Erscheinungen eignet (vgl. W. SCHÜEPP [*30*]). Wenn nur wenige meteorologische Angaben vorliegen, wie dies ja meist bei solchen Untersuchungen der Fall ist, ist die Variogrammanalyse der gewöhnlichen Wetteranalyse noch in weit höherem Maße überlegen. Wer sich eingehend mit Variogrammen beschäftigt, kann natürlich das Kurvenbild noch viel besser erfassen als nach der hier beschriebenen Methode und daraus wertvolle Winke über die kommende Wetterentwicklung, besonders hinsichtlich der Intensität der zu erwartenden Störungen (Fronten) entnehmen. Auch die Klärung der Genesis dieser Wellen wird neue Einblicke in die Dynamik der atmosphärischen Störungen bringen.

## Literatur.


1. Courvoisier, P.: Über Luftdruckvariographen und Luftdruckschwankungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **1**, 1 (1948).
2. Schmidt, W.: Zur Beobachtung und Analyse rascher Luftdruckschwankungen. I. Sitzber. Akad. Wiss. Wien. Math.-naturw. Klasse IIa, **118**, 885 (1909).
3. Dessauer, F., W. Graffunder und J. Schaffhauser: Über atmosphärische Pulsationen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **3**, 453 (1951).
4. v. Ficker, H.: Der physiologische Einfluß der Föhnwinde. Meteorol. Z. **28**, 530 (1911).
5. Schmidt, W.: Luftwogen im Gebirgstal; nach Variographenaufzeichnungen von Innsbruck, III. Sitzber. Akad. Wiss. Wien. Math.-naturw. Klasse IIa, **122**, 905 (1913).
6. Courvoisier, P.: Luftdruckschwankungen und Wetterfühligkeit. Arch. Met. Geoph. Biokl. B **1**, 115 (1949).
   Über das Eindringen von Schwankungen der meteorologischen Elemente in Gebäude. Arch. Met. Geoph. Biokl. B **2**, 161 (1950).
7. Pfeiffer, C. A.: Über Feinregistrierungen des Luftdruckes. Meteorol. Z. **57**, 177 (1940).
8. Mosetti, F.: Le onde microbariche. Rivista Meteorologica Aeronautica **12**, 318 (1952).
9. v. Helmholtz, H.: Über atmosphärische Bewegungen. Berl. Ber. **1**, 647 (1888); **2**, 761 (1889); **2**, 853 (1890).
10. Haurwitz, B.: Über die Wellenlänge von Luftwogen. Gerlands Beitr. Geoph. **34**, 213 (1931); **37**, 16 (1932).
11. Benioff, H. und B. Gutenberg: Observations with electromagnetic Microbarographs. Nature **144**, 478 (1939).
12. Whipple, F. J. W.: On phenomena related to the great Sibirian Meteor. Quart. J. Met. Soc. Vol. **60**, 257, 505 (1934).
13. Schröder, A.: Untersuchungen über die Windstruktur und den Bau der Windmeßgeräte. Z. Geoph. **14**, 198 (1938).
14. Fontserè, E.: La Tramontane et le Mestral de la Côte Catalane. Arch. Met. Geoph. Biokl. B **1**, 127 (1949).
15. Köhne, K.: Untersuchungen über Feindruckwellen. Z. Geoph. **16**, 310 (1940).
16. Suzuki, S. und H. Oomori, H.: On the atmospheric Waves. Gerl. Beitr. Geoph. **49**, 301 (1937).
17. Suzuki, S.: Zusammenhang zwischen regelmäßigen Luftdruckschwankungen und den meteorologischen Elementen. Meteorol. Z. **42**, 377 (1925).
18. Becker, R.: Zur Dynamik anisobarer Bewegungen an Gleitflächen. Gerl. Beitr. Geoph. **21**, 1 (1929).
19. Defant, A.: Innsbrucker Föhnstudien II. Denkschr. Akad. Wiss. Wien, Math.-naturw. Kl. **80**, 105 (1906).
20. Küttner, J.: Moazagotl und Föhnwelle. Beitr. Phys. fr. Atm. **25**, 79 (1938).
21. Prohaska, F.: Neuere Anschauungen über die Meteorologie und Klimatologie des Föhns. Experientia **3**, 232 (1947); außerdem unveröff. Davoser Entwürfe.
22. Schmidt, W.: Gewitter und Böen, rasche Druckanstiege. Sitzber. Akad. Wiss. Wien. Math.-naturw. Kl. IIa, **119**, 1101 (1910).

23. Suckstorff, G. A.: Kaltlufterzeugung durch Niederschlag. Meteorol. Z. **55**, 287 (1938).
— Ergebnisse der Untersuchungen an tropischen Gewittern. Gerl. Beitr. Geoph. **55**, 138 (1939).
24. Frey, K.: Der präfrontale Temperaturfall einer Kaltfront. Verh. Schweiz. Natf. Ges. Zürich 90 (1946).
25. Schmauss, A.: Tageszeitlich gebundene Druckwellen in der Atmosphäre. Z. Meteorol. **2**, 257, 295 und 360 (1948).
26. Henneberger, Ch.: Unveröffentlichte Davoser Untersuchung.
27. Peppler, W.: Der Föhn im Bodenseegebiet nach den aerologischen Beobachtungen der Drachenstation. Verein Geschichte Bodensee Umgeb. **54** (1926).
28. Mörikofer, W. und E. Fritzsche: Glarner Föhnuntersuchungen. Bull. Schweiz. Akad. Mediz. Wiss. **6**, 23 (1950).
29. Mörikofer, W.: Zur Meteorologie und Meteorobiologie des Alpenföhns. Verh. Schweiz. Natf. Ges. Davos 11 (1950).
30. Schüepp, W.: Zur statistischen Prüfung des Meteorotropismus in einem Gebirgstal. Wetter und Leben **6**, 104 (1954).

551.576.11

(Department of Meteorology, Imperial College of Science and Technology. London.)

# The Growth of Cumulus over Mountains[1].

By

**R. S. Scorer.**

With 2 Figures.

**Summary.** In order to make the complicated process of thermal convection intelligible it is helpful if various component processes can be considered separately. It is well known that cumulus grow preferentially over mountains by day. The motion is analysed into the *thermals*, which are small scale, and the *circulations*, which may be very large according to the topography. The circulations possess inertia which causes motion to persist into the night. The existence of clouds makes possible circulations in statically stable air and prevents the growth of clouds in other places. Nocturnal convection clouds are a complicated result of these and other minor effects. The forecasting of convection clouds is best done by comparison with previous occasions, preferably the previous day rather than by analysis of the present weather situation alone.

**Zusammenfassung.** Um den komplizierten Vorgang der Wärmekonvektion verständlich zu machen, empfiehlt es sich, die verschiedenen Teilprozesse getrennt zu betrachten. Bekanntlich bilden sich Cumuli bevorzugt über Bergen bei Tage. Der Bewegungsvorgang läßt sich zerlegen in Wärmeströmungen von kleinen Dimensionen und in Zirkulationsströmungen, die entsprechend der Topographie sehr groß sein können. Die Zirkulationsvorgänge besitzen eine Trägheit, die die Bewegungsvorgänge bis in die Nacht andauern läßt. Das Vorhandensein von Wolken ermöglicht das Auftreten von Zirkulationen in statisch stabiler Luft und verhindert das Wachsen von Wolken an anderen Stellen; so bilden die nächtlichen Konvektionswolken ein kompliziertes Ergebnis dieser und anderer kleiner Effekte. Die Voraussage von Konvektionsbewölkung erfolgt am besten durch Vergleichung mit früheren Fällen, womöglich mit dem Vortage, eher als durch Analyse der momentanen Wettersituation allein.

**Résumé.** Afin de rendre compréhensible le problème compliqué de la convection thermique, il est utile de considérer séparément les différents

[1] Presented at the 3rd International Meeting on Alpine Meteorology, Davos 12th—14th April, 1954.

processus y prenant part. Généralement, les cumuli se forment de préférence en plein jour au-dessus des montagnes. Ce mouvement peut être divisé en courants thermiques de dimensions modestes et en courants de circulation qui, suivant la topographie du lieu, peuvent prendre une grande envergure. Ces courants de circulation possèdent une inertie qui permet à ces mouvements de persister pendant la nuit. La présence de nuages permet en outre des courants de circulation dans de l'air statiquement stable et peut empêcher des nuages de se former ailleurs. Les nuages de convection nocturnes sont, entre autre, le résultat de pareils effets. On sera mieux avisé de fonder la prévision des nuages de convection en comparant des cas précédents, notamment de la veille, plutôt qu'en analysant seulement la situation météorologique du moment.

## I. Diurnal Variations in Cumulus Cloud.

The literature now abounds with evidence that as a general rule cumulus cloud growth is greatest over high ground during the afternoon and over low ground or narrow seas at night, particularly early in the night. Bleeker and Andre (1951) showed that thunderstorms occur more often by day over the Appalachians and Rocky Mountains and by night over the intervening lowlands. Likewise Brückner (1951) observed a similar behaviour of shower clouds over the Cordillera and intervening valleys in Columbia. Archbold (1954) observed the same phenomenon in West Africa and also remarked that the curvature of the coastline produced similar effects — bays behaving like valleys and land largely surrounded by sea like a mountain range. Neumann (1951) had already noted this in the eastern Mediterranean, the thunderstorms being accompanied by sea breezes converging towards them by day, and land breezes blowing towards them by night when they were observed over indentations of the coastline.

In the western Mediterranean the same phenomenon has been observed particularly over the Alboran channel, between Spanish Morocco and the south coast of Spain. Towering cumulus forms over the mountains by day and a line of smaller cumulus at a lower level over the middle of the sea by night. Bewsey (1954) remarks upon the dissappearance of showers from the English Channel during the day when cumulus develops over Brittany and southern England, even though the sea temperature is high enough to produce showers during the preceeding and following nights. Likewise Scorer (1952b) notes that although the surface temperature was high enough to produce convection over the plains of Spain cloud was often formed only over the mountain ranges by day but thunderstorms spread to the plains at night. On many occasions convection cloud over the plains at dawn was observed to disappear as the sunshine increased.

From these, and many other observations, it is clear that although the occurrence of cumulus and cumulonimbus cloud is caused by solar heating of the ground it is not always by direct convection from the surface. Evidently there exist large scale circulations which promote the growth of cloud over valleys and narrow seas by night and prevent

it by day. The dimensions of these circulations may vary from 10 up to more than 1000 km, and the katabatic winds which blow at night down mountain sides are shallow and could not obviously be responsible for the growth of cumulus, with base above the mountain tops, over the valleys at night.

Sometimes these diurnal variations occur in the absence of such low level winds. For instance thunderstorms which develop over central and western France by day may be carried northwards by the wind and find themselves over the English Channel at night. They therefore remain active, and on the following day continue to precipitate over England. It even seems that the occurrence of some over southern and central England on the second day induces the occurrence of others further north in the region of Nottingham, York, and Lancashire before midday, that is earlier than convection from the ground direct could have produced them.

Rainey (1954) has recently drawn attention to the effects of the convergence towards mountain ranges on the migration of desert locust swarms. These swarms drift with the wind and may traverse the plains of East Africa at the rate of as much as 100 miles a day. But when they reach the mountains they may remain in among them for several weeks, which makes the destruction of them very difficult and hazardous. In tropical regions the convergence is, for obvious reasons, greater than in temperate latitudes; yet it has been remarked upon, by Douglas (1920) for instance, in connection with sea breezes in England. These are generally stronger if there is widespread ascent of air in cumulus clouds and thunderstorms over the land. On the south coast of Spain the sea breezes are greatest when the air is stable in the lowest kilometre over the sea and when towering cumulus also develop over the Sierra Nevada.

In view of the importance of these circulations which are so closely associated with the thermals themselves we now analyse the phenomenon in some detail emphasising especially three aspects.

## II. Thermals and Anabatic Winds.

By *thermals* we mean those convection currents that can be detected by aircraft and soaring birds. They are generally more or less circular in horizontal section and have maximum vertical velocities usually in the range 1 to 10 $m \cdot sec^{-1}$. They are the cause of bumpy flying for powered aircraft and are exploited by gliders and birds for soaring. Thermals have a lifetime of a few minutes, and their horizontal and vertical dimensions are about equal. They are composed of buoyant masses of air rising *through* their surroundings, and as they ascend they mix with these surroundings and gradually warm the whole mass. Their properties have been interpreted in terms of *bubbles* by Scorer (1954) where other references to this interpretation are given.

During the day the sunshine is at least as great on the high ground as on the lower; the losses of heat by radiation are comparable, and the

capacity of the ground similar, so that the air at the surface tends to acquire almost the same temperature. The air over the mountains therefore acquires a temperature greater than that at the same level over the lowlands. It is inevitable that heat sources placed at high levels shall raise the temperature of the air at their level. As we shall see in the next section, the air rapidly acquires circulations which tend to level the surfaces of constant potential temperature so that by this process alone the air over the mountains would tend to be raised to the temperature of the air at its height over the lowlands. The sunshine therefore raises its temperature considerably higher. This effect has been discussed recently from the viewpoint of the glider pilot by MacCready (1955), who gave some actual temperature measurements from mountains and nearby plains to illustrate this.

The thermals that originate from the surface rise almost vertically relative to the air around them. The result is that the column of air above the mountains becomes warmer throughout a great depth than the air over the plains and a cellular circulation is initiated in the same manner as a sea breeze. This results in a drift of air from the low towards the high ground which is not analogous to the katabatic flow of cold air down the slopes at night. The cooling at night is confined to only a few metres close to the ground and katabatic winds are therefore shallow. The anabatic flow towards the mountains may be 1000 m or more deep and thermals are continually rising through this air current with velocities sufficient to make soaring possible.

In Fig. 1, therefore, the two components of the motion are separated into different diagrams. The mean flow, which has thermals embedded in it is shown in Fig. 1*a* and the thermals alone are shown in Fig. 1*b*.

## III. The Effect of Clouds.

Above the condensation level, when cumulus are formed, the air is stable when clear, but unstable when condensation occurs. The air as a whole is therefore warmed, as a result of the convection, by up-motion in air containing cloud and down-motion in the clear air in between. This is in contrast to the air below the condensation level where the lapse-rate throughout the greater part is slightly in excess of the adiabatic, and the air at any point is only warmed by the mixing of thermals into their surroundings.

On the exterior of the clouds evaporation results from the mixing of the cloud with its unsaturated surroundings. Often, owing to the dryness of the surroundings, the mixture acquires a temperature *less* than that of the surroundings and down-motion results.

It is never possible to determine precisely where the down-motion, which compensates for the up-motion in the thermals, will take place except in such special cases as convection cells or where there are vertical boundaries to the motion; but in the region occupied by the cloud thermals and the down-currents that result from the evaporation, there must be

a net upward transport of buoyancy (heat and/or water vapour), otherwise the motion would not occur. Unless, therefore, large scale up- or down-motion such as that in polar air cyclones interferes, the down-motion occurs in between where the clouds are formed.

Whether sinking caused by the evaporation into the immediate surroundings of the cloud is intense or does not occur, the air cannot sink to a level below the condensation level of the air of the thermal before it was mixed with the surroundings. In a typical case the mixture will come into equilibrium one half or one third of the way from where the mixing occurs down to the cloud base (the original condensation level). This means that the down-motion which compensates for the up-motion through the cloud bases must advect warmer air into the layer below cloud base. The thermals which can ascend through this level are therefore those which have the greatest temperature at this level, that is those over the higher ground. Over the lower ground those thermals which reach to the top of the adiabatic layer spread out horizontally at the stable layer a little below the condensation level.

A few good thermal sources may be able to produce large enough and warm enough thermals to produce occasional clouds over the lowlands; but these cannot grow because they ascend into air that is very dry, because it has descended from a higher level, and evaporation of the cloud generally exceeds the supply of thermals from below. It is also likely that there will be a large wind shear between the adiabatic layer and the subsiding layer above because the wind regimes in the two layers are differently caused; and this shear prevents the accumulation of thermals over their source and the building up of a region which is more humid than the surroundings and where evaporation of clouds is slower. The growth of clouds is inhibited for this reason also.

The regions occupied by thermals are delineated, according to this scheme, in Fig. 1*a*, and the temperatures indicated at the side of the diagram. The boundary of the region of thermals is where mixing is intense (see Fig. 1*b*). Outside this region the air is stable and without much disturbance.

All that has been said in these last two sections can be equally applied to the case of an area of sea surrounded by land. By day there will be subsidence over the sea and cumulus over the land, and as long as the land surface remains warmer than the sea there will be no clouds over the sea even if the sea is warm enough to produce thermals. By night, if the sea temperature is high enough, the thermals will produce clouds over the sea, and there will be no thermals over the land.

## IV. The Inertia of Circulations.

When air is heated it expands in order to assume the same pressure as its surroundings. This initiates a pressure wave which travels outwards from the source and, as it passes, causes an outward displacement of the air which is necessary to accommodate the increase in volume. This

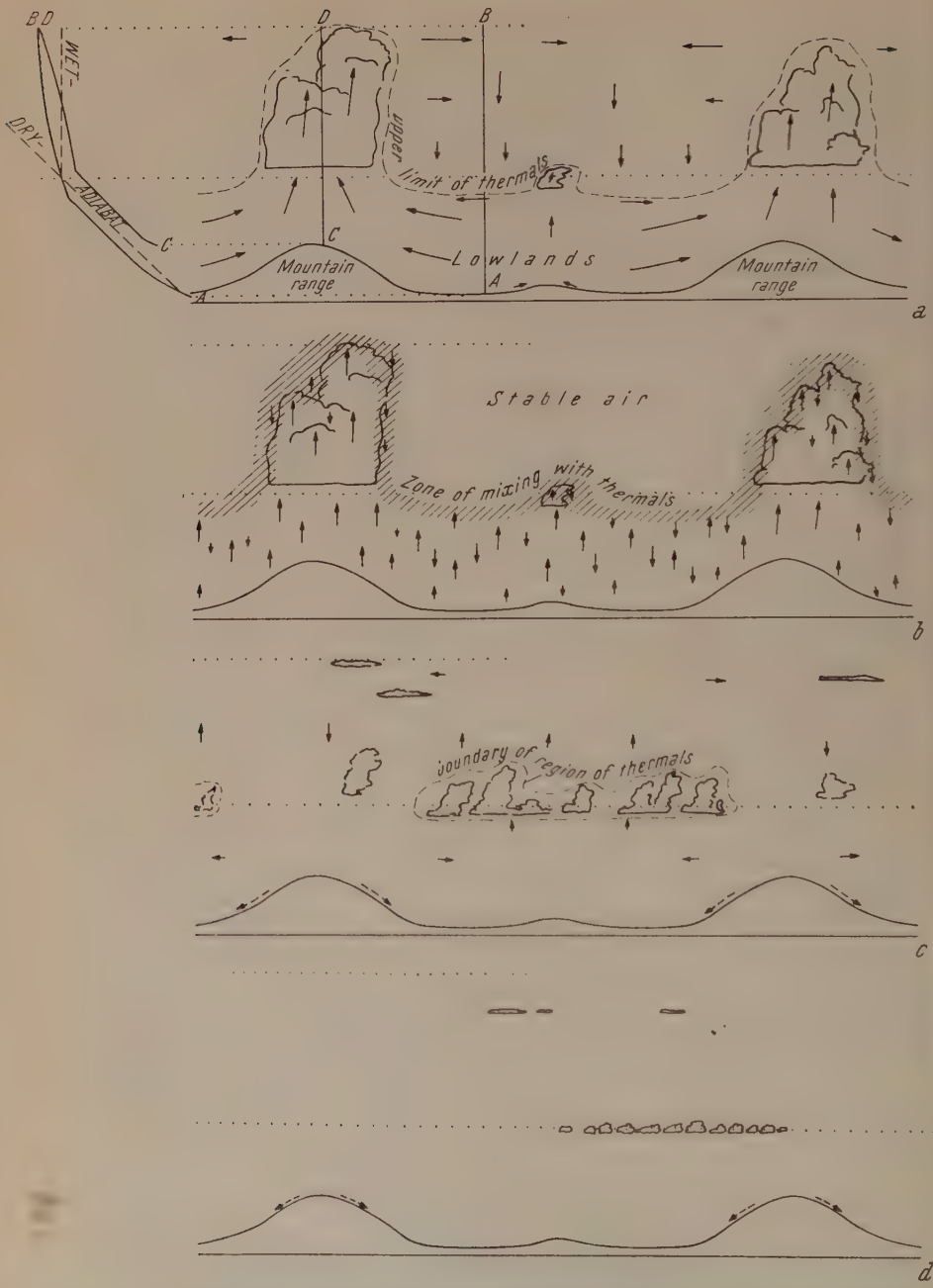


Fig. 1. Diurnal variations in convection over mountains and valleys. In all diagrams it is supposed that there is a light wind drift from the left. Vertical scale exaggerated.

wave travels with the speed of sound. Even when the heated region is large compared with the "depth" of the atmosphere the wave still travels at sonic speed, in the manner of the wave caused by the eruption of Krakatoa, as described by SCORER (1952a). The result of this is that, for meteorological purposes, the heating may be regarded as producing a decrease in density, and a low pressure region is formed under the heated air as it is heated. The motions which cause this low pressure region to occur are independent of, and of a different kind from the motions that result from the pressure gradients caused by the heating. The latter are the thermals and the anabatic winds already described and the circulations associated with them.

A sea breeze is part of such a circulation, but in theoretical discussions the effect of clouds and static stability are generally ignored. The circulations of the kind illustrated in Fig. 1 are not analogous to convection cells in viscous fluid because, although below cloud base the thermals may be regarded as eddies for the diffusion of heat and momentum, they are absent from most of the upper part of the circulation because it is taking place in air that is stable except in a small fraction of the volume occupied by clouds. SMITH (1954) has computed the manner in which the disturbance produced in a stably stratified atmosphere by heat put in over a solitary strip of the surface is dispersed horizontally and vertically. The results are difficult to obtain and can at present only be applied qualitatively, but in Fig. 2 is drawn a sketch of the kind of motion we can expect at a height of, say, 2 km over a mountain ridge as a result of cumulus convection there. In Fig. 2*a* is shown the vertical motion when the convection is established in the afternoon. If the heat supply is cut off in the evening the vertical motion at intervals of an hour or two (the time depending on the stability, the linear dimensions, and the intensity of the original circulation) are as indicated in Fig. 2*a*, *b* and *c*. The down-motion over the mountain might be much larger if there were a large mass of cloud which became evaporated by mixing because a large mass of chilled air would be produced.

*Fig. 1.*

*a* The circulations during the afternoon showing anabatic flow towards the mountains. The arrows do not show the thermals. The temperatures along *AB* and *CD* are shown on the left in relation to the wet- and dry-adiabatic lapse-rates. Except over good thermal sources, such as the small hill shown, the thermals over the lowlands do not ascend high enough to form cloud. The clouds are maintained by thermals ascending from the ground.

*b* The same time as (*a*) but here only the thermals are indicated by the arrows. In the shaded zone the air of the region of thermals mixes with stably stratified air. The thermals provide "viscous" stresses which help to maintain the temperature distribution shown in (*a*).

*c* At sunset the clouds over the mountains evaporate rapidly (unless rain is falling) and the upsurge of air over the lowlands causes condensation. If this produces instability, cumulus are formed whose appearance is characteristically different from those which originate in thermals from the ground. The arrows show only the general motion, not the thermals (which are now detached from the ground). These motions are largely inertial waves under gravity. There is no viscosity due to thermals in the lower layer. Katabatic winds shown by dashed arrows.

*d* At dawn the convection has ceased, unless vigorous storms, not shown here, have developed. Apart from residual altocumulus these may be a layer of stratocumulus over the lowlands. There is no residual dynamical influence of the previous day.

The most significant feature of these motions is the rise of air over the low ground. This is at a height that could not be significantly influenced by shallow katabatic flow down the slopes.

The cloud base, if any cloud exists, over the low ground is lower than over the mountains because the air as a whole is cooler, level for level during the day, than over the mountains, and at the same time the ground temperature is higher and so, on account of greater evaporation from vegetation, the water vapour content of the air is greater. As a consequence

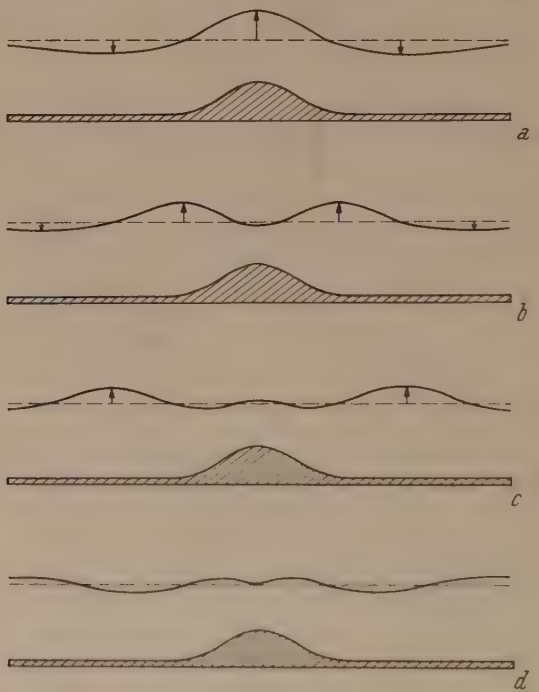


Fig. 2. Dispersal of motion when the energy source for the circulation is removed. The displacement of the continuous line from the dashed line indicates the magnitude of the vertical velocity at, say, 2 km. The interval between successive diagrams depends on the linear dimensions and the stability, but is, typically, 90 mins.

part of the layer occupied by the thermals may be lifted above its condensation level in the evening, and because the air above is unstable for saturated air, cumulus will grow. At this time the surface temperature is too low for thermals to be initiated at the ground. Once cumulus has begun the latent heat released will tend to perpetuate the ascent of air and continued growth of cloud in that neighbourhood, Fig. 1*c*.

The height to which the cumulus will grow at night over the low ground depends very much on the lapse-rate in the air above. It may be that very little vertical development will occur and a layer of stratocumulus will be formed. This is common in the Ebro valley.

When there is a wind the effect of the inertia of the circulations has not yet been fully investigated, but it has often been observed that large cumulus remain over the mountains by day and drift away in the evening and are perpetuated over the valleys, especially if they are precipitating.

The appearance of cumulus growing by the ascent of thermals from the ground is different from the appearance of those that are produced where condensation occurs in air that is not unstable when it is unsaturated. The former have well formed bases which do not extend beyond the edge of the main cloud. The latter, like altocumulus castellatus, often form in lines, and the cloud bubbles are not followed by others along the same path, but are surrounded by others also ascending in isolation. The towers ascend from a region where there is no instability below cloud base, and they appear in a more random manner. The appearance has been exaggerated for the sake of clarity in Fig. 1*c*.

The nocturnal circulation can derive energy only from the clouds, and unless they are precipitating or the air is very unstable the circulation gradually dies out. At dawn the following morning there is generally no residual effect of the previous days convection and the new day starts with a more or less tranquil atmosphere, with perhaps some residual stratocumulus.

## V. The Forecasting Problem, and Research.

In the problem of convection mathematical treatment of even the simplest cases is very complicated. There is, at present, no hope that it will be possible to predict by computation how the convection will develop during a day and the following evening. This was most evident during the World Gliding Championships in Spain in July 1952 (Scorer, 1952b). Attempts were made by various meteorologists to make use of all the available upper air observations and to take note of all the cloud conditions during the night and early morning. But the problem is so complicated that the most satisfactory way to solve it was to ascertain what took place on the previous day and to forecast the same again except for differences caused by differences in the situation. Considerable success was achieved in this way, for the method is, in principle, to assume that the solution is known for one standard situation and to regard any other situation as a perturbation of it: the perturbations being much more readily understood and easier to forecast accurately than the whole motion. Variations in wind, humidity, and cirrus canopy, were three of the main sources of perturbation.

It is only possible to employ such methods when a clear picture of the behaviour of the atmosphere on each day can be obtained. This was possible during gliding championships where many pilots may be interrogated either directly or through the meteorologists of their teams, and the destinations they were able to reach are known.

On occasion such as these it is possible to develop a more correct picture of how the air moves under the influence of convection. The

picture is tested by the use of it as a forecasting tool, and then it can be used to define problems which are mathematically tractable, and which can therefore be tested against observations. The picture also indicates what observations are most likely to be useful.

It is not necessary to excuse the omission of wind and radiation from the considerations made here. Much more important is the influence of large scale convergence or divergence which can produce changes in temperature or cloud amount as great as the thermal convection itself, but that is another problem outside the scope of this paper.

## References.

Archbold, J. W.: The growth and structure of convection clouds over West Africa. Unpublished. 1954.

Bewsey, C. G. F.: Some features of the diurnal variation of convection. Weather **9**, 203 (1954).

Bleeker, W. and M. J. Andre: On the diurnal variation of precipitation particularly over central U. S. A. Quart. J. R. Met. Soc. **77**, 260 (1951).

Brückner, W.: Weather observations in Colombia. Weather **6**, 54 (1951).

Douglas, C. K. M.: Temperatures and humidities in the upper air: conditions favourable for thunderstorm development. Prof. Notes Met. Off., London, No. 8 (1920).

MacCready, P. A.: High elevations versus low elevations as thermal source regions. To be published in Weather, 1955.

Neumann, J.: Landbreezes and nocturnal thunderstorms. J. Meteorol. **8**, 60 (1951).

Rainey, R. C.: Contribution to Congress of O. S. T. I. V. at Buxton, England, 1954. See Quart. J. R. Met. Soc. **80**, 631 (1954).

Scorer, R. S.: (a) Sonic and advectic disturbances. Quart. J. R. Met. Soc. **77**, 260 (1952).

— (b) Soaring in Spain 1952. Weather **7**, 373 (1952).

— Bubble convection. Met. Mag. **83**, 202 (1954).

Smith, R. C.: Thesis submitted for Ph. D., Imperial College, London, 1954.

551.576.1(23)

# Über die Konvektionsbewölkung im Hochgebirge.

Von

**H. Hauer**, München.

Mit 3 Textabbildungen.

**Zusammenfassung.** Die Wolkenphysik brachte in den letzten Jahren neue Erkenntnisse, besonders hinsichtlich der Cumulusbewölkung. Von der synoptischen Seite her ist das Problem der Konvektionsbewölkung nach wie vor sehr schwierig, vor allem für Gebirgsprognosen. In der vorliegenden Arbeit werden die Besonderheiten der Konvektionsbewölkung im Gebirge im Gegensatz zum Flachland diskutiert. Für ungestörte Tage ergeben sich drei Entwicklungsstufen. Eine Beziehung der Gewitterwahrscheinlichkeit zum Dampfdruck, wie sie für das Flachland schon mehrfach gefunden wurde, besteht für den Gebirgsraum nicht. Über das Auftreten stärkerer Konvektionsbewölkung bei verschiedenen Großwetterlagen und die Unterschiede zwischen Gebirge und Flachland werden zahlenmäßige Anhaltspunkte gegeben. In diesem Zusammenhang werden auch einige Überlegungen über die Brauchbarkeit der 500 mb-Topographie und über die Bedeutung eines nördlich der Alpen vorbeiziehenden 24stündigen Steiggebietes gemacht. Zur Frage, ob der Münchner Aufstieg an ungestörten Tagen ein ausreichendes Kriterium für die Entwicklung der Konvektionsbewölkung im Hochgebirge ist, werden einige Vergleiche gebracht. Schließlich folgen synoptische Argumente für die Fälle, bei denen die Basis der Cumulusbewölkung über den höchsten Gipfeln zu liegen kommt.

**Summary.** Cloud physics has made considerable progress during the last years, particularly with regard to the cumulus type. From the synoptic point of view, however, the problem is still rather difficult, especially where forecasts in mountainous regions are concerned. In this paper the particularities of cloud formation by convection in mountains are discussed and compared with those over lowlands. Undisturbed days show three steps of development. In mountainous regions no relation exists between thunderstorm probability and vapour pressure such as was found over plains several times. Numerical indications are given for occurrence of stronger convection cloudiness with different general weather conditions and for the differences between mountainous and plain regions. In this connection are also considered the applicability of the 500 mb topography and the rôle of an area of rising pressure of 24 hours passing on the northern side of the Alps. The question whether, on undisturbed days, the Munich sonde yields a sufficient criterion for the development of convection cloudiness over the high mountains is discussed by presenting

some comparisons. Finally, synoptic arguments are given for those cases in which the basis of the cumuli lies above the level of the highest summits.

**Résumé.** La physique des nuages a apporté ces dernières années de nouvelles connaissances concernant en particulier les nuages du type cumulus. Du point de vue synoptique, le problème de la convection nuageuse et de sa prévision en pays montagneux reste très difficile. La présente étude envisage les particularités des nuages de convection en montagne par rapport à ceux des régions plates. Il y a trois stades d'évolution lors des jours non troublés. Une relation entre la probabilité orageuse et la pression de vapeur d'eau trouvée en plaine n'existe pas en montagne. L'auteur donne des critères numériques au sujet de l'apparition d'une forte convection lors de différentes situations météorologiques générales et des différences entre plaine et montagne; il considère également le degré d'utilité de la topographie à 500 mb et le rôle du passage au Nord des Alpes d'un noyau de hausse de vingt-quatre heures; il examine, à l'aide des quelques comparaisons, si le sondage de Munich lors des jours non troublés fournit un critère suffisant pour le développement des nuages de convection en haute montagne. Suivent quelques arguments synoptiques pour les cas où la base des cumulus dépasse les plus hauts sommets.

Von mehreren Hochstationen der Alpen liegen langjährige Beobachtungsreihen vor. Der tägliche Gang von verschiedenen meteorologischen Elementen, wie der des Luftdruckes, der Temperatur und der Feuchte, konnte dadurch erschöpfend bearbeitet werden. Über den Tagesgang der Bewölkung sind nur wenig Arbeiten vorhanden. Seit nunmehr 15 Jahren verschlüsseln die synoptischen Hochstationen auch die Wolkenverhältnisse unterhalb des Gipfels. Die sogenannte Berg- bzw. MONT-Gruppe ermöglicht eine genaue Schilderung der Wolkenentwicklung unter dem Gipfelniveau einschließlich deren Veränderung. Hier bietet sich ein umfangreiches Beobachtungsmaterial, das dazu ermutigt, das

## Problem der Konvektionsbewölkung im Hochgebirge

zu diskutieren, wobei eigene Erfahrungen verwendet werden sollen.

Die Ansprüche der Bergfreunde, des Fremdenverkehrs und nicht zuletzt des Luftverkehrs an den alpinen Synoptiker werden immer größer. Die Prognosen sollen weitgehend spezifiziert werden. Die Verhältnisse im Gebirgsraum sind aber selbst bei einfachen Wetterlagen noch kompliziert genug. Eine Prognose beispielsweise, die für den nächsten Tag heiteres bis wolkiges und warmes Wetter verspricht, legt für das Flachland den Witterungscharakter ausreichend fest. Im Gebirge hängt zusätzlich alles davon ab, in welcher Höhe der Kondensationsvorgang beginnt und inwieweit die zu erwartende Konvektionsbewölkung die einzelnen Gipfel und Hänge einhüllt. Der Witterungscharakter der Gipfellagen wird davon entscheidend beeinflußt. Schon eine lockere, mäßig quellende Cumulusbewölkung kann einem Gipfel mehrstündigen Nebel bringen und die Erwärmung hemmen, während unter der gleichen Voraussetzung im Flachland und in den Tälern freundliches und warmes Wetter herrscht. Es ist schwierig, die Konvektionsbewölkung im Gebirge in ein Schema

einzuordnen. In bezug auf die Hochlagen sind aber doch, frontenlose Tage vorausgesetzt, drei Entwicklungsstufen der Konvektionsbewölkung zu unterscheiden. Je nach Lage stellen diese einen Endzustand dar oder gehen ineinander über:

1. Die Cumulusentwicklung setzt unterhalb der Hochlagen ein und bleibt auf Ansätze beschränkt. Die höheren Gipfel behalten in diesem Falle auch am Nachmittag gute Sichtverhältnisse.

2. Die Cumulusbildung setzt unter Gipfel ein und wächst sodann bis über die Hochlagen hinaus an. Eine einigermaßen einheitliche Cumulusbasis, als Ausdruck der jeweiligen Luftmasse, läßt sich am Alpennordrand, ähnlich wie im Flachland, beobachten. Ob dies auch noch für die Zentralalpen gilt, erscheint zumindest für den Fall einer alternden Luftmasse fraglich. Am Alpennordrand ist es keineswegs so, daß die Cumulusentwicklung von vornherein ein Abbild der Gipfelflur wäre. Nicht jeder Gipfel hat seinen eigenen Cumulus. Im Gegensatz zum Flachland, wo eine Quellwolke zusammenhängend emporwächst, tritt im Gebirge der orographische Einfluß zutage: Die über dem Talgrund und den kleineren Gipfeln entstandenen Cumuli werden größer und regen sodann die Cumulusbildung im Hochgebirge an. Die so entstandenen „Resonanzcumuli" verschmelzen nicht überall mit den unteren Quellwolken. In diesem Stadium erst zeichnet sich die Gipfelflur ab. Die Erfahrung zeigt, daß auf verhältnismäßig kleinem Raum häufig wiederkehrende Besonderheiten zustande kommen. So wäre es beispielsweise verkehrt, auf der Zugspitze immer dann, wenn ein „Resonanzcumulus" den Gipfel einhüllt, auch für das Zugspitzplatt Nebel anzunehmen. Ganz im Gegenteil, dort ist häufig noch Sonnenschein bei leidlichen Sichtverhältnissen.

3. Die Cumulusbasis liegt von Anfang an über den höchsten Gipfeln, oder aber die Basis der in Gipfelhöhe entstandenen Quellwolken hebt sich im Tagesgang über die Stationshöhe an.

Der Prognostiker müßte für den Einzelfall wissen, wann und unter welchen Voraussetzungen die verschiedenen Möglichkeiten gegeben sind. Zunächst soll daher untersucht werden, ob eine

## Abhängigkeit der Konvektionsbewölkung vom Dampfdruck im Tal

besteht, und zwar für frontenlose bzw. ungestörte Tage, an denen also ein Tagesgang der Bewölkung vorhanden ist. Zu diesem Zweck wurden aus dem 10jährigen Zeitraum (1939 bis 1943, 1947 bis 1951) alle Tage in den Monaten Mai bis August ausgesucht, an denen der Wetterablauf in den Alpen keine Beeinflussung durch Fronten (Boden- und Höhenfronten) oder Luftmassengrenzen zeigte[1]. Um auch post- und präfrontale

[1] Als Unterlage dienten die Wetterkarte der Deutschen Seewarte, der Tägl. Wetterbericht des Dtsch. Wetterd. US-Zone (Bad Kissingen), der Tägl. Wetterbericht des Meteorol. Amtes Nordwestdeutschland, die synopt. Tagebücher der Zugspitze und die synopt. Meldungen und Klimatabellen von Garmisch-Partenkirchen.

Einwirkungen möglichst auszuschalten, erschien es notwendig, den frontenlosen Raum größer zu nehmen, etwa zwischen der Rhone und den Karpathen einerseits und der Donau und dem südlichen Mittelmeer anderseits. Ausgesprochene Föhnlagen sowie Fälle, an denen der Zugspitzgipfel in der Frühe noch vom Vortage her in einer kompakten Wolkenmasse steckte, schieden aus. Die Ergebnisse dürfen wohl mit Recht auf einen größeren Teil des Alpennordrandes übertragen werden, da der Zugspitzbeobachter gerade an ungestörten Tagen die Entstehung der Quellwolken von einem großen Gebiet übersehen und verschlüsseln kann. Die strenge Auswahl ergab 193 Fälle, davon blieben an 72 Tagen die Hochgebirgsgipfel wolkenfrei, während an 121 Tagen starke Konvektionsbewölkung die Hochgebirgslagen (Zugspitze) nachhaltig in Nebel hüllte. Die Gesamtbedeckung spielte zwar dabei eine große Rolle, es kam aber mehr darauf an, die Tage zu erfassen, an denen ein Bergbesucher ab Mittag oder Nachmittag überhaupt keine oder nur zeitweise Fernsicht gehabt hätte. Soviel zur Aufbereitung des Materials.

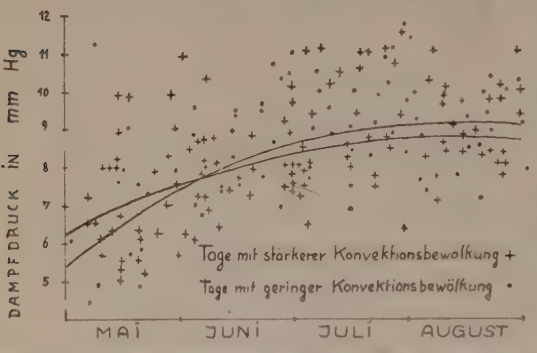


Abb. 1. Die Konvektionsbewölkung auf der Zugspitze an frontenlosen Tagen in Beziehung zum Dampfdruck in Garmisch.

In Abb. 1 wurde für jeden der 193 Tage der Dampfdruck von Garmisch aufgetragen, getrennt nach Tagen mit und ohne stärkere Konvektionsbewölkung auf der Zugspitze. Dann wurde versucht, für jede Punktwolke die entsprechende Kurve zu zeichnen. Die beiden Kurven unterscheiden sich nicht wesentlich, jedenfalls zu wenig, um daraus prognostische Rückschlüsse ziehen zu können. Es erhebt sich die Frage, ob wenigstens eine Beziehung zwischen dem Dampfdruck im Tal und der Gewittertätigkeit im Hochgebirge besteht. Für das Flachland existieren mehrere Arbeiten, in denen eine solche Abhängigkeit diskutiert wird. Mollwo [1] hat das zuletzt für Frankfurt getan. Die von ihm gefundene Kurve ist überzeugend: mit steigendem Dampfdruck nimmt, bis zu einem gewissen Schwellenwert, die Gewitterhäufigkeit stark zu. In Wirklichkeit wird diese Beziehung durch die Verhältnisse in der freien Atmosphäre modifiziert. Im Gebirge gilt die einfache Funktion zwischen Dampfdruck und Gewitterhäufigkeit offensichtlich nicht. Das geht aus Abb. 2 hervor.

Dort wurde der Dampfdruck von Garmisch in Beziehung zur Gewittertätigkeit (Nah- und Ferngewitter) auf der Zugspitze gesetzt. Wiederum wurde nicht das Tagesmittel des Dampfdruckes genommen, sondern der Morgenwert, um der prognostischen Praxis gerecht zu werden. Der Dampfdruck hat zwar zu dieser Zeit in den Tälern sein Minimum,

dessen ungeachtet ist aber auch dieser Wert ein Ausdruck des Feuchtegehaltes der Luftmasse. Ein Luftmassenwechsel kam ja, der Auswahlmethode zufolge, nicht vor. Die Kurve ist mit der von Mollwo nicht streng vergleichbar, denn dort lagen Tagesmittel des Dampfdruckes zugrunde, und außerdem ist, einer anderen Fragestellung wegen, auf eine Trennung zwischen Front- und Wärmegewittern verzichtet worden. Trotzdem ist es erstaunlich, daß Abb. 2 überhaupt keine gesetzmäßige Abhängigkeit erkennen läßt: Die Kurve steigt mit zunehmendem Dampfdruck nicht stetig an. Wenn auch das Kollektiv, der strengen Auswahl wegen, nicht sehr groß ist (die Zahl der Fälle steht jeweils in Klammern), so erscheint diese Schlußfolgerung doch berechtigt. Das Ergebnis überrascht um so mehr, als Abb. 1 und 2 im gleichen Sinne sprechen. Eine Erklärung ist nicht einfach. Zweifellos sind die Vorgänge in der Höhe primärer Natur. Im Flachland ergibt sich eine straffe Beziehung zwischen Dampfdruck und Gewitterwahrscheinlichkeit, auch wenn die freie Atmosphäre nicht berücksichtigt wird. Im Gebirge ist das anders. Dort werden durch das Hinzukommen orographischer Effekte die Höhenverhältnisse stärker betont. Der Dampfdruck im Tal bzw. das Feuchtereservoir der Luftmasse ist nicht einmal annähernd repräsentativ für die Cumulusentwicklung in den höheren Gebirgslagen. Ein hoher Dampfdruck im Talgrund löst, falls andere Argumente nicht dagegen sprechen, wohl die Cumulusbildung aus, inwieweit sie aber auf das Hochgebirge übergreift, hängt ganz von den Zuständen der Gipfelflur ab. Die Feuchte wird eben nicht laufend vom Talgrund und den Niederungen nach oben geschafft, sondern die Luft wird nach Einleitung der Cumulusbildung von den Hang- und Gipfellagen abgesaugt und in den Konvektionsstrom einbezogen. Dabei treten besonders in gradientschwachen Wetterlagen lokale Unterschiede auf, da sich infolge der abnehmenden horizontalen Komponente des Windes der orographische Effekt mehr auswirken kann.

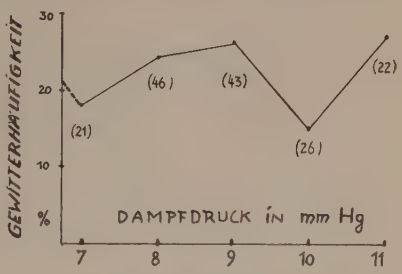


Abb. 2. Gewitterhäufigkeit auf der Zugspitze an frontenlosen Tagen als Funktion des Dampfdruckes in Garmisch.

## Synoptische Überlegungen für den Alpennordraum.

Eine zahlenmäßige Vorstellung von der Bedeutung der Konvektionsbewölkung im Gebirge vermittelt ein Vergleich mit dem Flachland, und zwar jeweils für die gleiche Großwetterlage. Für diesen Vergleich wurde den 193 frontenlosen Tagen die jeweilige Großwetterlage [2] zugeordnet und zusätzlich die Entwicklung der Cumulusbewölkung im Flachland untersucht. Als Tage mit stärkerer Konvektionsbewölkung zählten alle Fälle, an denen in München und Nürnberg $> {}^{5}/_{10}$ bzw. $> {}^{4}/_{8}$ Quellwolken beobachtet wurden. Tage mit Cumulonimben zählten auch dann, wenn

die Gesamtbedeckung $< {}^5/_{10}$ war. Aus der Meldung mußte jedoch hervorgehen, daß die Quelltürme im engeren Bereich und nicht etwa am Gebirgsrand standen. Das Ergebnis enthält Tabelle 1, nur für die Großwetterlagen mit einem ausreichenden Kollektiv.

Tabelle 1. *Wahrscheinlichkeit stärkerer Konvektionsbewölkung im Hochgebirge und im Flachland bei verschiedenen Großwetterlagen.*

| | Hoch-Mitteleuropa | Hochdruckschwerpunkt[1] außerhalb Deutschlands | Westlagen |
|---|---|---|---|
| Zahl der Fälle ..... | 54 | 65 | 33 |
| Hochgebirge ..... | 37% | 75% | 58% |
| Flachland ..... | 17% | 38% | 33% |

[1] Hier sind zusammengefaßt: Hoch-Westeuropa, Hoch-Britische Inseln, Hoch-Nordeuropa und Fennoskandien, NW-, N- und NE-Lagen.

Bei der Methodik der Aufbereitung des Materials ist es nicht überraschend, daß die antizyklonalen Lagen überwiegen. *Wesentlich* dürfte aber die Feststellung sein, daß 37% aller Großwetterlagen vom Typ Hoch-Mitteleuropa im Zugspitzgebiet bzw. am Alpennordrand mit stärkerer Konvektionsbewölkung (mit oder ohne Gewitter) verbunden sind, während im Flachland kaum $^1/_5$ aller Tage eine solche Anfälligkeit aufweisen. Wie noch zu zeigen sein wird ist dabei die Lage des Hochdruckkernes von ausschlaggebender Bedeutung. Bei den übrigen Hochdrucklagen ist der Unterschied noch größer: $^3/_4$ aller Tage bringen am Alpennordrand stärkere Konvektionsbewölkung oder gar Gewitter, im Flachland dagegen nur an gut einem Drittel aller Tage. Zweifellos kommt hier die zum Gebirge gerichtete Luftmassenversetzung, gekoppelt mit einer hinreichenden Labilität, zum Ausdruck. Am wenigsten begünstigt ist das Flachland gegenüber dem Gebirge bei den Westlagen. Das ist wohl einfach darauf zurückzuführen, daß die Absinkvorgänge in einem Zwischenhoch meist sehr intensiv sind. Das stimmt mit der Erfahrung überein, daß auf der Zugspitze starkes Absinken mit extremer Trockenheit häufiger in Zwischenhochlagen als in stabilen Hochdruckgebieten registriert wird. Ein Vergleich mit anderen Hochstationen konnte leider nicht durchgeführt werden. Nur für den Sonnblick standen Beobachtungen der Jahre 1939 bis 1943 zur Verfügung. Danach verzeichnete dieser annähernd gleich hohe Gipfel in den Ostalpen nur halb soviel Tage mit stärkerer Konvektionsbewölkung wie die Zugspitze. Dieses Ergebnis hat natürlich nur für das obige Auswahlprinzip Gültigkeit und darf nicht verallgemeinert werden. Immerhin tritt aber der Einfluß der exponierten Lage des Nordalpenrandes klar zutage. Die zentral gelegenen Massive der Alpen sind ja auch im Mittel gewitterärmer als die Randlagen [*3*].

Beim Studium der Einzelfälle drängten sich insbesondere folgende Erkenntnisse auf:

1. Die Strömungs- und Temperaturverhältnisse der 500 mb-Fläche sind in vielen Fällen kein brauchbares Kriterium für die Konvektionsvorgänge am Alpennordrand; auch dann nicht, wenn sie eindeutig zyklonal orientiert sind und zudem die Feuchteanreicherung auf der Gipfelflur groß genug zu sein scheint. Vielmehr wird der Einfluß der höheren Schichten von den Strömungsverhältnissen der unteren 3 km kompensiert bzw. überkompensiert. Eine vom Gebirge weggerichtete Strömung hebt nicht selten die Wirkung einer zyklonalen Komponente der 500 mb-Fläche auf. Hier erweist sich, wie wichtig selbst bei einem Hoch-Mitteleuropa die Lage des Hochdruckschwerpunktes, bezogen auf den Alpennordrand, ist. Ob der „Schönwetterwind" des Alpenvorlandes, ein nördlicher Wind, zustande kommt, und ob er sich zur Strömung in den unteren 3 km addiert oder sie kompensiert, das hängt mit von der Lage des Hochdruckschwerpunktes ab. Bei diesen Überlegungen, die auf eine Gegenüberstellung Flachland—Gebirge hinauslaufen, muß natürlich vorausgesetzt werden, daß die Feuchteverhältnisse in der freien Atmosphäre und im Hochgebirge annähernd gleich sind. Nur dann ist einem schwachen Abströmen bzw. Anstauen eine so entscheidende Bedeutung beizumessen.

Das Ausbleiben des „Schönwetterwindes" im Vorland, bedingt durch einen entsprechenden Gradienten, besagt übrigens nicht, daß auch die Lokalzirkulation in den Tälern gestört sein muß. Im Garmischer Becken, das zum Flachland geöffnet ist, wehen morgens an ungestörten Tagen südliche, mittags nördliche Winde. Es stellte sich heraus, daß diese Windverteilung an den Tagen, an denen die Konvektionsbewölkung im Gebirge gering blieb und im Vorland sogar südliche bis östliche Komponenten vorherrschten, eher noch stärker ausgeprägt war. Das Abströmen erfaßt demnach nur den unmittelbaren Gebirgsrand und das Vorland, die Talwindzirkulation wird davon nicht berührt. In der Regel steht dem Synoptiker nur die Karte der 500 mb-Fläche zur Verfügung. Die Topographie der 850 mb-Fläche wäre sehr wichtig. Es darf allerdings nicht verkannt werden, daß es sehr schwierig ist, eine solche für das Alpengebiet repräsentativ zu zeichnen und zu deuten, zumal ausreichende Aufstiege fehlen. In jedem Falle wäre eine lange Erfahrung notwendig.

2. 24stündige Steiggebiete, die nördlich der Alpen ostwärts oder südostwärts ziehen, lösen am Alpenrand häufig stärkere Konvektionsbewölkung aus, auch wenn andere Argumente nicht ausreichend dafür sprechen. Erfahrungsgemäß wandert der Kern des Steiggebietes, wenn es auslösend sein soll, etwa in Höhe der Britischen Inseln über die Nordsee nach Jütland ostwärts oder südostwärts ab. Das Durchschwenken des Steiggebietes bringt der Auswahl zufolge im Alpengebiet keine Frontenpassage. Offensichtlich bringt dieser Impuls einer Luftmassenversetzung zum Gebirge einen zusätzlichen, wenn auch schwachen Hebungseffekt, der die Cumulusbildung einleiten kann. Ein Beispiel einer derartigen Lage stellt die Wetterentwicklung vom 17. Juni 1941 dar (Abb. 3).

Von der Biskaya her bewegte sich ein Hochdruckgebiet von 1025 mb nach Mitteleuropa und überquerte vom 17./18. Deutschland. Am 17. Juni morgens herrschte über Bayern und dem Alpengebiet eine gradientschwache Lage. Die Schichtung war recht stabil: gerade in Zugspitzhöhe befand sich in der freien Atmosphäre eine für sommerliche Verhältnisse kräftige Absinkinversion (s. Münchener Flugzeugaufstieg in Abb. 3). Am Alpennordrand waren, der Zugspitzmeldung zufolge, ac lent zu beobachten, die den Absinkvorgang sichtbar machten. Die Inversion selbst zeichnete sich in Gipfelhöhe durch einzelne Stratocumulusfelder ab. Dadurch wurde auf der Gipfelflur eine hohe Feuchte vorgetäuscht. Das kommt in Fällen, wo noch Inversionsbewölkung vorhanden ist,

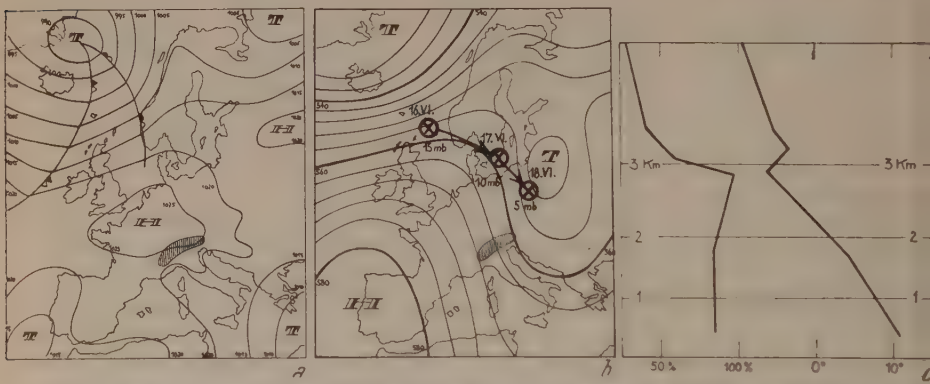


Abb. 3. Wetterlage vom 17. Juni 1941 früh. *a* Bodenwetterkarte vom 17. Juni 1941 früh; *b* absolute Topographie der 500 mb-Fläche vom 17. Juni früh, darin eingezeichnet die Verlagerung des 24stündigen Steiggebietes vom 16. bis 18. Juni und dessen Intensität; *c* Münchner Flugzeugaufstieg vom 17. Juni früh

öfter vor, hat aber mit dem Feuchtereservoir des Gipfels selbst nichts zu tun. Die Höhenkarten der 500 mb-Fläche ließen eher eine antizyklonale denn zyklonale Krümmung der Isohypsen erkennen. In den unteren Schichten fand sich keine eindeutig zum Gebirge gerichtete Strömung. Alle Argumente ließen nur geringe Konvektionsbewölkung erwarten. Das stimmte für das Flachland. In München und Nürnberg bildeten sich $^3/_{10}$flache Cumuli aus, die sich schon am Nachmittag, entgegen dem Tagesgang, zu Vesperalis-Formen rückentwickelten. Im Hochgebirge dagegen entstanden Quellungen, die dem Zugspitzgipfel nachhaltigen Nebel brachten. Das Durchschwenken des 24stündigen Steiggebietes (s. Höhenkarte in Abb. 3) dürfte am Alpenrand einen schwachen Hebungseffekt verursacht haben, zu dem sich der „Schönwetterwind" (in München frischte der NW-Wind mittags bis 4 Bft auf) addierte. Die Achse des Steiggebietes hatte am 17. Juni früh die Linie Hamburg—München bereits passiert. Dadurch konnte sich im Laufe des Tages die Luftversetzung zum Gebirge hin auswirken.

Der umgekehrte Fall, daß ein von Südwesten oder Westen einlaufendes 24stündiges Fallgebiet die Cumulusbildung hemmt, kommt quantitativ

nicht zum Ausdruck. Das ist zum Teil darauf zurückzuführen, daß diese Wetterlagen häufig mit Höhenfronten gekoppelt sind, die bereits bis zu den Alpen ausgreifen. Deswegen wurden sie in der obigen Auswahl nicht erfaßt.

In diesem Zusammenhang darf die Vermutung ausgesprochen werden, daß die Wirkung der Aufheizung des Gebirgsmassivs bei der Bildung von Haufenwolken überschätzt wird. Es ist nicht so, daß immer dann, wenn im Flachland keine oder nur flache Cumuli, im Gebirge dagegen Congesti oder Cumulonimben entstehen, die ungleich größere Aufheizung des Gebirgsmassivs zur Erklärung ausreicht. Die Aufheizung mag wohl auslösend oder verstärkend wirken, irgendwie ist aber doch noch ein anderer Vorgang beteiligt, wie etwa schwache Hebungseffekte oder orographisch bedingte Feuchteanreicherung. Diese Effekte zu analysieren oder zu prognostizieren, ist allerdings manchmal recht schwer oder sogar unmöglich.

Eine Beziehung zwischen den Abweichungen vom Tagesgang des Luftdruckes (3stündige Tendenzen der Zugspitze) und dem Ausbleiben oder Verstärken der Konvektion konnte nicht gefunden werden.

Zur Frage, ob der Münchener Aufstieg an ungestörten Tagen für das Hochgebirge repräsentativ ist, sollen einige Zahlen genannt werden: 25mal kam es vor, daß sich im Hochgebirge aufgetürmte Quellwolken bildeten, die den Zugspitzgipfel längere Zeit einhüllten und zum Teil mit Gewittern verbunden waren, obwohl morgens in der freien Atmosphäre eine ausgeprägte Inversion (Temperaturzunahme $\geqq 1°$, Feuchteabnahme $\geqq 40\%$) festgestellt wurde. Im Flachland kam es gleichzeitig nur an 8 Tagen zu stärkerer Konvektionsbewölkung. Umgekehrt unterblieb an 20 Tagen sowohl im Flachland (München und Nürnberg) als auch im Gebirge (Zugspitze) eine stärkere Cumulusentwicklung, obwohl in der freien Atmosphäre, dem Münchner Frühaufstieg zufolge, eine Inversion nach dem obigen Kriterium fehlte. Der Zustand der freien Atmosphäre über München darf demnach auch an ungestörten Tagen nicht ohne weiteres auf den Gebirgsraum übertragen werden. In jedem Falle ist ein zusätzliches, genaues Studium der Meldungen der Hochstationen notwendig. Feuchte-, Temperatur- und Windverhältnisse sind zu beachten. Dazu die Wolken- und MONT-Gruppen. Nur so kann beispielsweise eine vorgetäuschte Feuchteanreicherung, die in Wirklichkeit mit einem lokalen Sogeffekt zusammenhängt und mit einer labilen Umlagerung nichts zu tun hat, als solche erkannt werden. Auf die Bedeutung der Sogwolken ist schon an anderer Stelle eingegangen worden [*4*].

Die Höhe der Cumulusbasis ist, wie schon gesagt, für den Witterungsverlauf der Gebirgslagen von großer Bedeutung. Es frägt sich, ob es denn überhaupt eine Möglichkeit gibt, die Basis von Fall zu Fall genau genug vorherzusagen. Auch dazu einige Zahlen: An 80% aller ungestörten Tage entwickelten sich die Quellwolken unterhalb des Gipfels, wuchsen bis über die Zugspitze hinaus oder fanden Anschluß an dort entstandene Cumuli. An 16% aller Tage kamen die Konvektionswolken von Anfang an über den höchsten Gipfeln oder doch wenigstens in Gipfelhöhe zustande und stiegen dann im Tagesgang weiter an. Nur 4% machten die Tage aus, an denen überhaupt keine oder nur wenige Cumuli unter dem Gipfel

auftraten. Diese Bilanz erscheint im ersten Augenblick betrüblich, aber es darf nicht vergessen werden, daß die Hochgebirgsgipfel ja nicht ununterbrochen von den Quellwolken eingehüllt sind. Die Sicht wird zwischendurch besser, das ganze Alpenpanorama ist allerdings auch dann nicht zu sehen.

Ein Zusammenhang zwischen der Höhe der Cumulusbasis und dem Dampfdruck im Tal besteht nicht. Das war nach den obigen Ausführungen auch kaum zu erwarten. Immerhin zeigte die Durchsicht der Wetterkarten an den frontenlosen Tagen folgendes: Wirklich stabile Hochdrucklagen mit Schwerpunkt möglichst im oder östlich des Alpenbereiches hemmen auch in den Bergen die Ausbildung von Quellungen. Für die wichtigen Tage, an denen die Cumulusbasis von vornherein über dem Gipfel liegt, deuten sich drei Möglichkeiten an:

1. Bevorzugt, ohne daß dies aber ein hinreichendes Kriterium wäre, pflegt eine so hohe Basis bei Troglagen-Westeuropa und bei Südwestlagen aufzutreten. Schlüsse daraus zu ziehen, läßt das relativ kleine Kollektiv derartiger Großwetterlagen nicht zu, doch geht man kaum fehl anzunehmen, daß hier die südliche, schwach föhnige Komponente eine Rolle spielt.

2. Bei stabilen Hochdrucklagen mit einer Sperrschicht in Höhe der mittleren Gebirgslagen unterbleibt, wenn die Inversion kräftig genug ist, ein Durchstoßen derselben. Die Hochgebirgslagen führen dann ein Eigenleben. In diesem Falle mag wohl die Aufheizung, vor allem bei nachlassendem Absinken, ausreichen, um Cumuli über dem Hochgebirge auszulösen. Diese Möglichkeit, daß Cumuli von vornherein über den höchsten Gipfeln entstehen, während unabhängig davon unterhalb der Sperrschicht andere auftreten, stellt eine Ergänzung zu dem eingangs gegebenen Schema dar. Ein Beweis mehr, daß die Frage der Konvektionsbewölkung im Hochgebirge komplizierter als in der freien Atmosphäre ist. Dort bleiben derartige Feinheiten für die Prognose belanglos.

3. In extrem trockenen und heißen Sommern oder Trockenabschnitten, bei längerer Herrschaft kontinentaler Luftmassen, verschiebt sich die Cumulusbasis zeitweise bis in die Höhe der mittelhohen Wolken. Der längste Zeitraum, an dem nur über den höchsten Gipfeln Cumuli vorkamen, betrug 5 Tage.

Zum Schluß sei noch einmal gesagt, daß die hier angestellten Überlegungen im Einzelfall nur dann eine praktische Bedeutung haben, wenn auch andere synoptische Argumente (Lage des Hochdruckkernes, Bodendivergenz, Schichtung, Feuchte auf der Gipfelflur usw.) dafür sprechen. Und das ist leider nicht immer der Fall.

### Literatur.

1. Mollwo, H.: Dampfdruck und Gewitter. Meteorol. Rundsch. 6, 96 (1953).
2. Hess, P. und H. Brezowsky: Katalog der Großwetterlagen Mitteleuropas. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 33 (1952).
3. Steinhauser, F.: Die Meteorologie des Sonnblicks, I. Wien. 1938.
4. Hauer, H.: Klima und Wetter der Zugspitze. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone, Nr. 16 (1950).

551.557:551.513.2

(Forschungsabteilung des Deutschen Wetterdienstes, Frankfurt a. M.)

# Übergradientische Winde in der Nullschicht und das Problem der Strahlströme.

Von

**H. Faust.**

Mit 10 Textabbildungen.

**Zusammenfassung.** Aus der Auswertung interdiurner Temperaturänderungen wurde in früheren Untersuchungen auf einen zum hohen Druck gerichteten ageostrophischen Massenfluß in der Nullschicht (Nullschichteffekt) geschlossen. Aus der Arbeitshypothese, daß die Stärke des Nullschichteffekts proportional zum horizontalen Druckgradienten sei, konnten in Übereinstimmung mit der Erfahrung mehrere atmosphärische Erscheinungen gefolgert werden.

In der vorliegenden Untersuchung wurden durch Windauswertungen die durch Temperaturauswertung gefundenen Ergebnisse bestätigt und erweitert. Insbesondere ergab sich, daß die Windmaxima in der freien Atmosphäre im Mittel übergradientische Werte aufweisen (Abb. 5*a* und 6). Damit erweist sich die Nullschicht als Schicht übergradientischer Winde, ebenso müssen in den Strahlströmen als Erscheinungen der Nullschicht übergradientische Winde gefolgert werden. Die Proportionalität zwischen der Stärke des Nullschichteffekts und dem horizontalen Druckgradienten konnte statistisch nachgewiesen werden (Abb. 8). Die Dynamik eines Strahlstroms ergibt sich aus dem Zusammenwirken des gradient-proportionalen Nullschichteffekts und der Konvergenz- und Divergenzeffekte. Die bereits früher gefolgerte mittlere „indirekte thermische Zirkulation" im Bereich eines Strahlstroms außerhalb des Einzugsgebiets (absinkende Warmluft, aufsteigende Kaltluft) wird bestätigt.

**Summary.** Evaluation of interdiurnal temperature variations led in former investigations to the assumption of an ageostrophic mass flow in the zero layer (Nullschicht) directed towards high pressure. Starting from the hypothesis that the intensity of the zero layer effect (Nullschichteffekt) is proportional to the horizontal pressure gradient several atmospheric phenomena could be deduced in accordance with experience. In this investigation the results found by temperature evaluation were confirmed and completed by evaluations of wind observations. In particular it was found that wind maxima in the free atmosphere exceed, on the average, the values of the

gradient wind (Fig. 5*a* and 6). Thus the zero layer turns out to be the layer of supergradient winds, moreover, supergradient winds must occur within jetstreams as effect of the zero layer. Proportionality between intensity of the zero layer and horizontal pressure gradient could be proved statistically (Fig. 8). The dynamics of a jetstream is the result of the concurrence of both the zero layer effect being proportional to the gradient and convergence and divergence effects. The mean „indirect thermic circulation" within the range of the jetstream outside the sphere of alimentation (sinking warm air, rising cold air) as already previously concluded is established.

**Résumé.** Dans de précédentes recherches l'étude de variations interdiurnes de température a conduit à admettre un flux de masse non géostrophique dans la couche neutre (Nullschicht), dirigé vers les hautes pressions. Partant de l'hypothèse que l'intensité de l'effet de la couche neutre (Nullschichteffekt) est proportionnelle au gradient horizontal de pression, on a pu vérifier plusieurs phénomènes atmosphériques.

Dans la présente étude, les résultats trouvés par le moyen des températures ont été vérifiés et élargis par des mesures de vent. On a constaté que les maxima de vent dans l'atmosphère libre présentent en moyenne des valeurs supérieures à celles du gradient (Fig. 5*a* et 6). Par cela, la couche neutre se révèle être une région de vents supérieurs à ceux du gradient et c'est le même cas pour le jet stream. La statistique vérifie la proportionnalité entre l'intensité de l'effet de la couche neutre et le gradient horizontal de pression (Fig. 8). La dynamique d'un jet stream résulte de cet effet de la couche neutre et des effets de convergence et de divergence. On vérifie par là-même la „circulation thermique indirecte" moyenne remarquée précédemment dans le domaine d'un jet stream à l'extérieur de la région d'alimentation (air chaud subsident, air froid ascendant).

## I. Einleitung.

In früheren Untersuchungen [*1, 2*] wurde die Nullschicht gefunden als der Hauptsitz des ageostrophischen Massenflusses vom Tief zum Hoch, der aus Kontinuitätsgründen wegen des vom Hoch zum Tief gerichteten Massenflusses in der Grundschicht auch zu fordern ist. Die mittlere Höhe der Nullschicht ergab sich dabei über Mitteleuropa zu 10 km; allgemein liegt die Nullschicht im Mittel etwa 1 km unterhalb der Tropopause. Sie ist identisch mit der Schicht des hochtroposphärischen Windmaximums, und in ihr sind im Mittel die Vertikalbewegungen in hochreichenden Druckgebilden Null. Wesentlich für die folgenden Betrachtungen ist, daß alle diese genannten Eigenschaften, zu denen noch eine Anzahl weiterer kommen [*2*], allein durch Auswertung interdiurner Temperaturänderungen gefunden wurden ($\Delta T$-Methode).

Trotz der noch nicht gefundenen Ursache für das Überwiegen des zum hohen Druck gerichteten Massenflusses wurde besonders in [*3*] auf die Bedeutung dieses Befundes für die gesamte atmosphärische Dynamik hingewiesen. Darüber hinaus wurde die Hypothese aufgestellt, daß die Stärke jenes Massenflusses proportional (oder quasiproportional) der Stärke des horizontalen Druckgradienten sei [*3*]. Mit Hilfe dieser Hypothese ergab sich eine Erklärung für das Zustandekommen der in

der Nullschicht auftretenden Strahlströme[1]: Eine durch Konfluenz entstandene geringe Drängung der Isohypsen verursacht sofort einen verstärkten Massenfluß in Nullschichthöhe nach der Seite des hohen Druckes, der den Druckunterschied zu beiden Seiten der Drängung und diese damit selbst verstärkt. Hieraus resultierte ein Schema der vertikalen und ageostrophisch-horizontalen Zirkulation im Bereich eines Strahlstromes, das unterhalb der Nullschicht einer rechtsdrehenden und oberhalb der Nullschicht einer linksdrehenden Schraube entspricht (Nordhalbkugel).

Dieses Zirkulationsschema wurde mit Hilfe der $\Delta T$-Methode (Auswertung interdiurner Temperaturänderungen) [2] und der mittleren interdiurnen Feuchteänderungen bestätigt.

Damit war eine Parallelität in der Dynamik der beiden Seiten eines Strahlstromes, eines Paares hochreichender Druckgebilde und der beiden Begrenzungen der planetarischen Westwinddrift gefunden: absinkende Warmluft unterhalb der Nullschicht auf der warmen Seite des Strahlstromes, im Hoch und in den Roßbreiten, aufsteigende Kaltluft unterhalb der Nullschicht auf der kalten Seite des Strahlstromes, im Tief und in hohen Breiten. Als die notwendige Wärmepumpe im umgekehrten Kreisprozeß dieser drei wie eine Kältemaschine arbeitenden atmosphärischen Systeme mußten wir den aktiv erfolgenden Massenfluß zum hohen Druck in der Nullschicht, den „Nullschichteffekt", ansehen. Die Existenz eines solchen Nullschichteffekts war durch die Ergebnisse von [1] und [2] nachgewiesen; als Hypothese wurde lediglich sein Wachsen mit dem horizontalen Druckgradienten postuliert.

Herrn Dr. Wippermann verdanke ich den Hinweis auf eine schon 1948 erschienene Veröffentlichung von C. H. B. Priestley [5], in der bereits für eine warme Antizyklone die Vertikalbewegungen erschlossen wurden. Priestley berechnet, daß auf Grund des reibungsbedingten ageostrophischen Flusses zum tiefen Druck in der Grundschicht eine Antizyklone sich bei einem stündlichen Druckfall um 3 mb innerhalb weniger Stunden völlig aufgelöst haben müßte. Er schreibt: „Wenn der stationäre Zustand während einer Periode von mehreren Tagen oder sogar Stunden annähernd aufrechterhalten wird, muß ein gleichgroßer kompensierender Massenfluß in höheren Schichten vorhanden sein. In mittleren Breiten zieht dies in Anbetracht der positiven Korrelation zwischen Bodendruck und Troposphärentemperatur eine anhaltende Bewegungskomponente von Gebieten tiefen zu solchen hohen Druckes nach sich."

Auf andere Arbeiten, in denen sich bereits Ansatzpunkte zu dem hier behandelten Problem finden, war bereits in [2] und [3] eingegangen.

Der Nachweis des Nullschichteffektes und seiner Bedeutung für die Dynamik des gesamten Wettergeschehens bedeutete einen gewissen Fort-

[1] Als Strahlstrom bezeichnen wir hier wieder (vgl. [3], S. 343, Abb. 5) das Durchdringungsgebiet von Nullschicht (horizontal) und Frontalzone (vertikal).

schritt. Doch dieser Fortschritt bleibt unbefriedigend, solange keine Erklärung für das physikalische Zustandekommen des Nullschichteffekts und kein Beweis für die aufgestellte Hypothese gefunden ist.

## II. Die Windmaxima in der freien Atmosphäre.

Die Nullschicht ist identisch mit der Schicht des hochtroposphärischen Windmaximums. Aber schon ohne Verwertung der Ergebnisse der $\Delta T$-Methode [*1, 2*] läßt sich ein Massenfluß zum hohen Druck heuristisch folgern, der in jeder stationären, quasistationären oder im Mittel vorhandenen Schicht maximaler Windgeschwindigkeit existieren muß, — ein Gedanke, der auch auf der Meteorologentagung in Berlin ausgesprochen wurde. Eine Schicht $M$ maximaler Windgeschwindigkeit kann nur erhalten bleiben, wenn die Luft unterhalb $M$ auf der Seite des höheren Druckes wärmer ist und bleibt als auf der Seite des tieferen Druckes, — oberhalb $M$ umgekehrt. Die Aufrechterhaltung dieser Temperaturverteilung ist kurzzeitig wohl durch Advektion möglich, aber nur durch Luftmassen, die vorher selbst einem Nullschichteffekt ausgesetzt waren, also einen thermischen Aufbau haben, in dem die Höhe $M$ die Rolle der Nullschicht spielt. Auf die Dauer aber zerstört die Advektion anders gearteter Luftmassen das Windmaximum. Soll dieses bestehen bleiben, so können für die Aufrechterhaltung der vorhandenen (relativen) Temperaturanordnung nur Vertikalbewegungen in Frage kommen. Diese wiederum sind eine Folge horizontaler Konvergenz (Divergenz) in $M$ auf der Seite des hohen (tiefen) Druckes; aus Kontinuitätsgründen folgt aber daraus ein aktiver Massenfluß in $M$ zum hohen Druck hin.

Dieser Gedankenschluß führt zu demselben Resultat wie die $\Delta T$-Methode der Auswertung interdiurner Temperaturänderungen bei Elimination der Advektion [*1, 2*], wenn wir ihn auf die Schicht des hochtroposphärischen Windmaximums beziehen.

Die Vorstellung einer Schicht, in der im Mittel der ageostrophische Massenfluß zum hohen Druck überwiegt, bereitet gedankliche Schwierigkeiten. Irgendwo in unseren Überlegungen müssen wir hergebrachte Ansichten korrigieren. Es bedeutet deshalb schon einen Fortschritt, wenn gezeigt werden kann, wo wir unsere bisherigen Ansichten revidieren oder zumindest einer Erweiterung unterziehen müssen. Es ist daher nicht ohne weiteres selbstverständlich, aus dem Fluß zum hohen Druck auf übergradientische Winde in der Nullschicht zu schließen, obwohl diese Annahme bereits in [*4*] geäußert wurde. Ein Nachweis des Überwiegens übergradientischer Winde in der Nullschicht wäre in diesem Zusammenhang von großer Bedeutung.

Zu einem Ausmessen des horizontalen Druckgradienten unter Berücksichtigung der Isohypsenkrümmung und einem Vergleich mit der wirklichen Windstärke in Nullschichthöhe wäre aber ein untragbarer Arbeitsaufwand nötig. Um eine allgemeingültige Aussage machen zu können, wären hierzu viele Hundert Einzelausmessungen erforderlich.

Außerdem liegen für das in seiner Höhe schwankende Nullschichtniveau keine Höhenkarten vor. Es mußte daher ein anderer Weg eingeschlagen werden.

Zunächst wurden aus den 225 mb-Karten des Jahres 1952 alle Fälle herausgeschrieben, in denen über Europa bei mindestens vier benachbarten Radiosondestationen eine deutliche gleichsinnige Abweichung der Wind- von der Isohypsenrichtung festzustellen war, unabhängig von der Wetterlage; Ungenauigkeiten der Windeintragung, der Isohypsenführung und

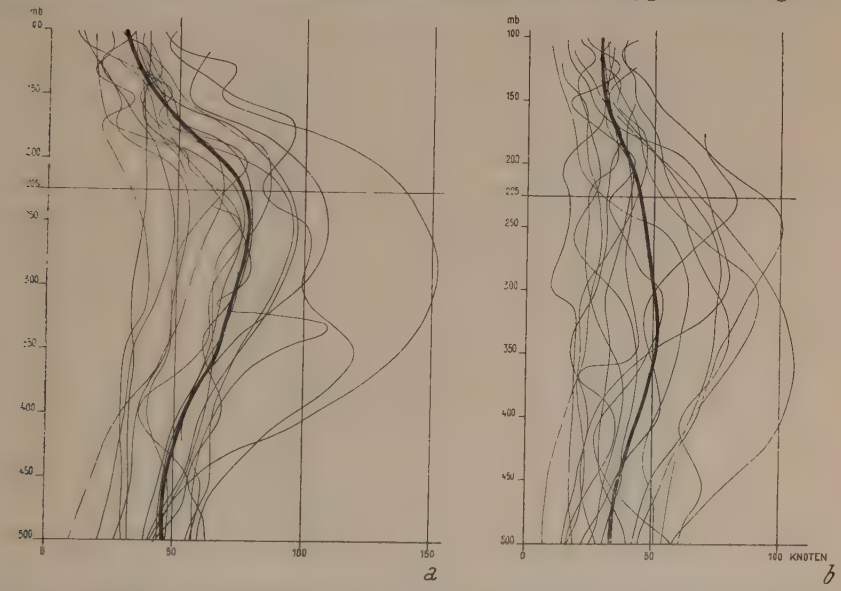


Abb. 1. Windprofile bei Windabweichung *a* zum hohen Druck und *b* zum tiefen Druck in 225 mb bei mindestens 4 benachbarten Stationen. Dick: Mittelkurve. Europa 1952.

der Messung wurden durch die gleiche Bedingung für vier benachbarte Stationen weitgehend ausgeschlossen. Hier lagen also unzweifelhaft Gebiete vor, in denen in 225 mb ein ageostrophischer Fluß zum hohen bzw. zum tiefen Druck erfolgte. Da für die Nullschicht das Windmaximum charakteristisch ist, lag der Gedanke nahe, in jenen Gebieten die vertikale Verteilung der skalaren Windstärke zu untersuchen. Von je vier Stationen wurde der Höhenwind der am meisten zentral gelegenen Station herausgegriffen und alle Höhenwinde auf zwei Blättern aufgetragen. Im Falle des Strömens zum hohen Druck in 225 mb zeigt die dick ausgezogene Mittelkurve der Abb. 1*a* ein deutliches Windmaximum in 225 mb, während im Falle des Strömens zum tiefen Druck in 225 mb das Maximum in 225 mb fehlt (Abb. 1*b*). Wegen der Bedeutung dieses Ergebnisses wurde dasselbe Verfahren noch einmal wiederholt für je drei benachbarte deutsche Aufstiegsstationen für das Jahr 1953, wobei nur der Wind der mittleren eingetragen wurde. Die entsprechenden Abb. 2*a* und *b* zeigen genau dasselbe Ergebnis. In der Abb. 3 sind die Mittelkurven

für die Fälle des ageostrophischen Strömens zum hohen und zum tiefen Druck zusammengestellt mit dem mittleren Windprofil von Berlin (Hollerith-Auszählung der Jahre 1948 und 1949). Der Unterschied in der Schärfe der Maxima links und in der Mitte wird nicht nur verursacht durch Einzelfälle mit Windminima in Berlin, sondern auch durch die Streuung der einzelnen Höhen der Maxima im Berliner Mittel, die in den Fällen links sehr klein ist. Da infolge des Fehlens von Höhenkarten aus dem Nullschichtniveau die Windmaxima des 225 mb-Niveaus aus-

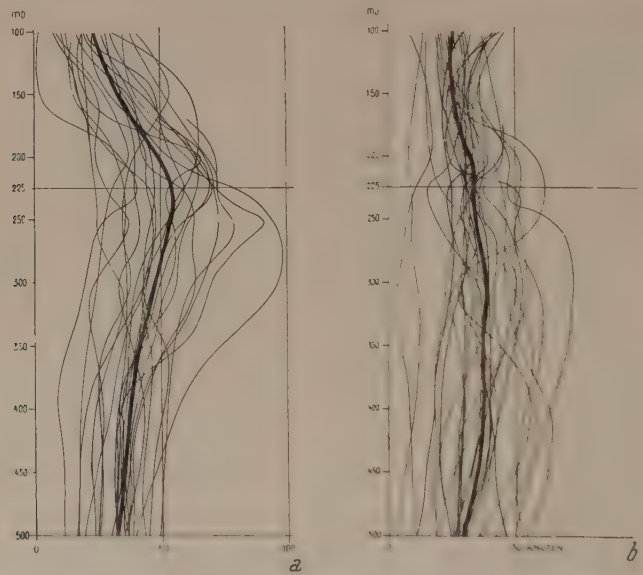


Abb. 2. Windprofile bei Windabweichung *a* zum hohen Druck und *b* zum tiefen Druck in 225 mb bei mindestens 3 benachbarten Stationen. Dick: Mittelkurve. Deutschland 1953.

gewählt wurden, ist dieses Niveau zu vergleichen mit dem Nullschichtniveau im allgemeinen Fall. Man erkennt deutlich, daß die Fälle des Strömens zum hohen Druck ein Windprofil ergeben, das in bezug auf das Vorzeichen der vertikalen Windscherung dem Mittel über alle Fälle sehr nahekommt.

Daß einige Einzelfälle bei 225 mb das umgekehrte Verhalten zeigen wie das Mittel, kann durchaus reelle Gründe haben. Stellen wir uns z. B. ein Paar hochreichender Hoch- und Tiefdruckgebiete vor, die sich abzuschwächen beginnen! In Höhe der ursprünglichen Nullschicht wird dem thermischen Aufbau gemäß noch das Windmaximum liegen, in dem aber wegen der vorausgesetzten Abschwächung der Druckgebilde wahrscheinlich kein Fluß mehr vom Tief zum Hoch erfolgt. Auf Grund der Überlegungen zu Beginn dieses Abschnitts ist ein zum hohen Druck gerichteter Massenfluß nur zu erwarten in den Fällen des Weiterbestehens des Windmaximums.

Die Abbildungen zeigen, daß Winkelabweichungen zum hohen Druck im Mittel verbunden sind mit einem Windmaximum in Höhe der maximalen Winkelabweichung. Um aber die Äquivalenz beider Erscheinungen vollständig zu beweisen, ist noch zu zeigen, daß einem Windmaximum auch umgekehrt eine Abweichung zum hohen Druck entspricht.

Es wurden aus dem „Täglichen Wetterbericht des Deutschen Wetterdienstes" sämtliche Höhenwinde der Jahre 1952 und 1953 herausgesucht, bei denen der Wind in 225 mb ($v_w$) um mindestens 20% stärker als in 300 mb und 175 mb war (Fall *a*). Aus den Wetterkarten 225 mb wurde dann für jeden Einzelfall die zugehörige Winkelabweichung des Windes von der Isohypsenrichtung bestimmt. In einem Diagramm, dessen

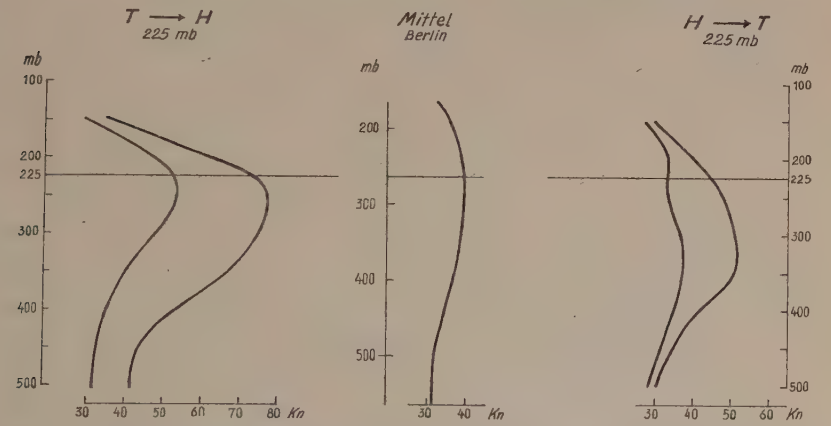


Abb. 3. Vergleich der mittleren Windprofile der Abb. 1*a* und 2*a* (links), Abb. 1*b* und 2*b* (rechts) mit dem mittleren Windprofil von Berlin 1948 und 1949 (Mitte).

Abszisse der wirkliche Wind $v_w$ in Knoten, dessen Ordinate die Winkelabweichung in Grad war, ergab sich die Punktwolke der Abb. 4*a*. Für die Fälle, in denen in der Schicht 300 bis 175 mb kein Windmaximum vorhanden war (Fall *b*), wurde die Punktwolke der Abb. 4*b* erhalten.

Die starke Streuung ist eine Folge mehrerer Ursachen: Ungenauigkeit in der Windeintragung, der Isohypsenzeichnung, der Winkelablesung, schließlich — entsprechend dem früher Gesagten — wenige Fälle mit kurzdauerndem Windmaximum und Fluß zum tiefen Druck. Die in beiden Abbildungen eingezeichneten Mittelkurven (gefunden durch Verbindung der einzelnen Intervallmittel der Winkelabweichung) gleichen jedoch diese unvermeidbaren Ungenauigkeiten aus und müssen als einigermaßen sicherer Ausdruck der wirklichen mittleren Verhältnisse angesehen werden.

Bei hohen Werten der Windgeschwindigkeit allerdings dürften die beiden Kurven die wahren mittleren Verhältnisse nicht deutlich genug angeben; wahrscheinlich sind die Winkelabweichungen hier in Wirklichkeit größer, denn bei hohen Werten der Windgeschwindigkeit gleicht der Höhenkartenbearbeiter die Isohypsenrichtung erfahrungsgemäß stärker

an die Windrichtung an als bei geringen Windstärken. Der Vergleich der beiden Punktwolken (Abb. 4*a*, *b*) zeigt jedoch, daß dieser vorgetäuschte Effekt keine entscheidende Rolle spielt. Im Falle *a* (Abb. 4*a*) haben 62% aller Werte eine Winkelabweichung zum hohen Druck — die relativ zu hohe Zahl von 21% für die Winkelabweichung Null ist eine Folge des höchstmöglichen Angleichens der Isohypsen an die Windrichtung durch den Kartenbearbeiter —, im Fall *b* dagegen 54% eine solche zum tiefen

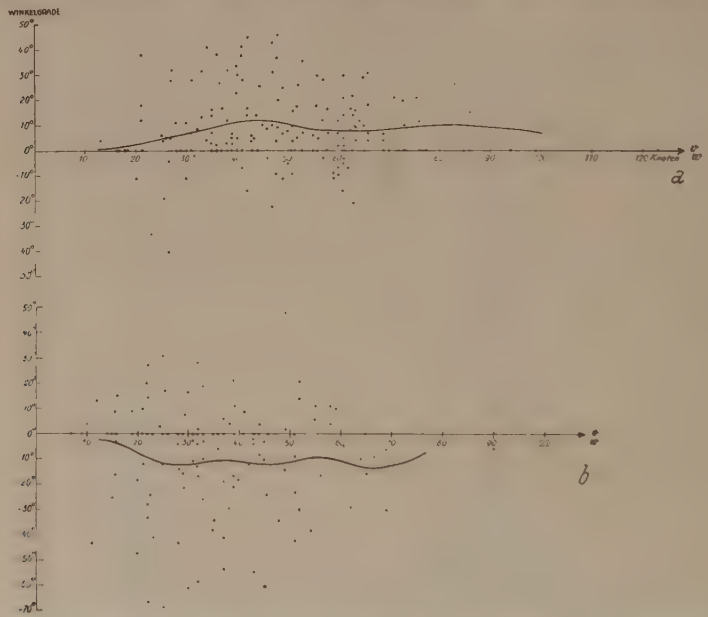


Abb. 4. Winkelabweichung des Windes von der Isohypsenrichtung (225 mb), *a* bei markantem Windmaximum in 225 mb und *b* bei Fehlen eines Windmaximums zwischen 300 und 175 mb. Deutschland 1952 und 1953. Positive Ordinate: Abweichung zum hohen Druck. Abszisse: Werte des Windmaximums (*a*) bzw. der Windstärke (*b*) in 225 mb.

Druck hin (26% zum hohen Druck); dieses Resultat ist keinesfalls das Erzeugnis einer unbewußten Auslese durch den analysierenden Meteorologen.

Die letzten beiden Abbildungen können als Beweis dafür angesehen werden, daß auch umgekehrt einem (nicht kurzdauernden) markanten Windmaximum im Mittel ein ageostrophischer Massenfluß zum hohen Druck hin entspricht.

*Markante Windmaxima in der Vertikalen und Massenfluß zum hohen Druck in Höhe des Maximums sind (im Mittel) äquivalent.*

Da die Nullschicht identisch ist mit der Schicht des hochtroposphärischen Windmaximums und deren Zustandekommen durch eine starke Häufung von Windmaxima erfolgt, ist somit das durch Temperaturauswertung in [1] und [2] gefundene Ergebnis (der Existenz des Hauptmassenflusses zum hohen Druck in der Nullschicht) auf dem davon ganz unabhängigen Wege der Windauswertung bestätigt.

Um auch die Vermutung im Mittel übergradientischer Winde in der Nullschicht nachzuprüfen, muß ein Weg gefunden werden, der ohne allzu großen Arbeitsaufwand gangbar ist. Das mittlere Windprofil einer Station zeigt in Nullschichthöhe das bekannte Maximum. Dieses Maximum kann als additiv entstandenes Mittel nur verursacht sein durch eine Häufung von Einzelmaxima; seine typischen Eigenschaften müssen also zum Ausdruck kommen, wenn wir uns auf die Fälle ausgesprochener Windmaxima beschränken. Wenn also nur markante Maxima im vertikalen Windprofil herausgegriffen werden, kann der Arbeitsaufwand wesentlich herabgedrückt werden. Da aber für das Nullschichtniveau keine Höhenkarten vorliegen, muß der Vergleich zwischen der gemessenen und der auf Grund des horizontalen Druckgradienten zyklostrophisch zu erwartenden Windstärke im 225 mb-Niveau durchgeführt werden. Die Fälle des Fehlens eines Windmaximums zwischen 300 und 175 mb können als Gegenbeweis gesondert verwendet werden. Um zu prüfen, ob Windmaximum und übergradientischer Wind ganz allgemein äquivalent sind, ist schließlich eine gleiche Untersuchung noch für ein weiteres Niveau, etwa 500 mb, durchzuführen.

Die Abb. 5*a* bezieht sich auf alle Windmaxima in 225 mb (Deutschland, 1952 und 1953), deren skalarer Wert mindestens 20% über der Geschwindigkeit in 300 und 175 mb liegt. Abszisse ist die maximale Windgeschwindigkeit in Knoten, Ordinate die zyklostrophische Windgeschwindigkeit auf Grund des Druckfeldes in 225 mb. Die Mittelkurve zeigt deutlich, daß den Maxima auch übergradientische Winde entsprechen; 79% aller Winde liegen im Bereich übergradientischer Geschwindigkeit. Entsprechend ist in Abb. 5*b* der Wind in 225 mb im Mittel untergradientisch (92% aller Punkte) für die Fälle des Fehlens eines Windmaximums zwischen 300 und 175 mb. Auch hier beweist der Gegensatz von Abb. 5*a* und *b*, daß ein eventueller systematischer Fehler bei der Analyse der Isohypsen im 225 mb-Niveau keinen entscheidenden Einfluß auf das Vorzeichen der Abweichung haben kann. Zur Vervollständignng des Beweises gibt die Abb. 6 noch die Verhältnisse für alle Windmaxima in 500 mb wieder, verglichen mit dem zyklostrophischen Gradienten in den 500 mb-Karten; 71% aller Werte sind übergradientisch.

Die Streuung der Punktwolken hat ihre Ursachen in Ungenauigkeiten der Bestimmung des zyklostrophischen Windes und der Isohypsenführung. In den Mittelkurven heben sich diese Ungenauigkeiten weitgehend heraus.

Da sowohl für 225 mb als auch für 500 mb dasselbe Ergebnis gefunden wurde, können wir aussprechen:

*Im Höhenbereich markanter Windmaxima sind die Winde im Mittel übergradientisch.*

Da in der Nullschicht die Maxima in der vertikalen Windverteilung häufigkeitsmäßig derart überwiegen, daß dort im Mittel selbst ein Maximum resultiert, ist notwendigerweise auch in der Nullschicht im Mittel der Wind übergradientisch. Diese Art der Beweisführung könnte

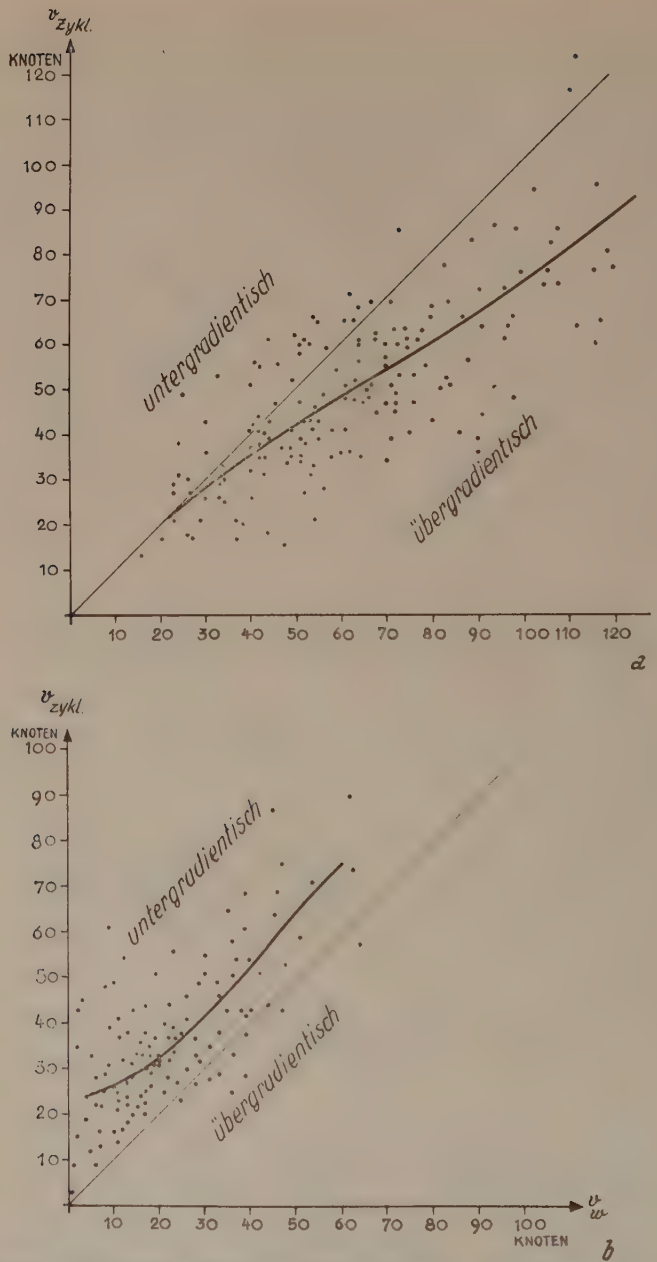


Abb. 5. Vergleich *a* der wirklichen Werte eines Windmaximums in 225 mb (Abszisse) und *b* der wirklichen Windstärke in 225 mb (Abszisse) bei Fehlen eines Windmaximums zwischen 300 und 175 mb mit dem zyklostrophischen Wind in 225 mb (Ordinate). Deutschland 1952 und 1953. Geschwindigkeit in Knoten.

höchstens durch den Hinweis angefochten werden, daß die häufigen Fälle mit einem ganz schwachen Maximum in Nullschichthöhe (die hier außer Acht gelassen wurden) im Mittel eine derart stark untergradientische Windgeschwindigkeit haben könnten, daß im Mittel nahezu Gradientwind herrscht. Ein solcher weither geholter Einwand, der natürlich mit großem Arbeitsaufwand zu widerlegen wäre, widerspräche in seinem Sinn den beiden hier untersuchten Extremtypen der vertikalen Windverteilung in der oberen Troposphäre. Besonders für die Strahlströme ist ein solches Argument hinfällig, da für diese stets ein markantes Windmaximum in Nullschichthöhe charakteristisch ist (Abb. 7). Außerdem widerspricht diesem Einwand das einheitlich geschlossene Bild, das sich jetzt über die Vorgänge in der Nullschicht ergibt und dessen Vervollständigung die Vergleiche der wirklichen Windstärke in 225 mb mit den entsprechenden bestimmten zyklostrophischen Windstärken für die Fälle der Abb. 1 und 2 ergeben: In den Abb. 1*a* und 2*a* (Komponente zum hohen Druck) sind die Winde im Mittel übergradientisch, in den Abb. 1*b* und 2*b* (Komponente zum tiefen Druck) untergradientisch.

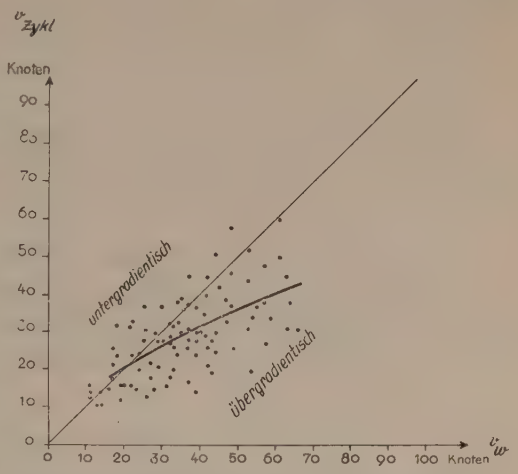


Abb. 6. Vergleich der wirklichen Werte eines Windmaximums in 500 mb (Abszisse) mit dem zyklostrophischen Wind in 500 mb (Ordinate). Deutschland 1951 bis 1953. Geschwindigkeit in Knoten.

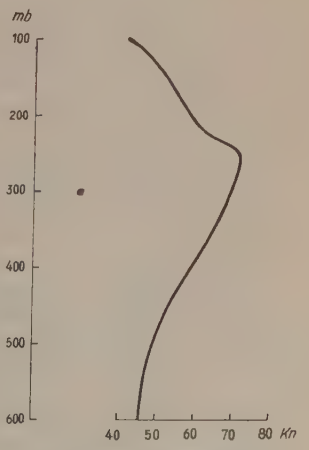


Abb. 7. Mittleres Windprofil aus der Mitte eines Strahlstromes. 47 Einzelfälle.

Man könnte hier an den von V. D. Bijl [6] beschriebenen Selektionseffekt denken, der sich in statistischen Untersuchungen oft als Fehlerquelle einschleicht. Er kommt dadurch zustande, daß man, bewußt oder unbewußt, die Auswahl aus einem zu untersuchenden Kollektiv nach einem Merkmal trifft, das von den zu untersuchenden Eigenschaften nicht völlig unabhängig ist. Ein solcher Selektionseffekt liegt hier tatsächlich vor, aber ein ganz bewußter. Es wurden die für das Gesamtkollektiv charakteristischsten Einzelelemente ausgewählt und das er-

haltene Ergebnis wurde zunächst nur für das ausgewählte Teilkollektiv ausgesprochen. Erst nachdem ein anderes, nach dem entgegengesetzten Merkmal ausgewähltes Teilkollektiv auch das entgegengesetzte Resultat lieferte, war unter Berücksichtigung der relativen Gewichte, mit denen die beiden Teilkollektive in das Gesamtkollektiv eingehen, ein Schluß auf das letztere möglich. Es kann daher zusammenfassend ausgesprochen werden:

*In der Nullschicht als dem Sitz des hochtroposphärischen Windmaximums herrschen im Mittel übergradientische Winde, die eine Komponente zur Seite des hohen Druckes hin aufweisen.*

## III. Die Stärke des ageostrophischen Massenflusses.

Die im einleitenden Abschnitt erwähnte, in [3] aufgestellte Hypothese der Zunahme des zum hohen Druck gerichteten Massenflusses mit wachsenden horizontalen Druckgradienten kann mit Hilfe der gewonnenen Ergebnisse rasch bewiesen werden. Da die Aussage dieser Hypothese sich auf ein konstantes Druckniveau bezieht, kann von der Luftdichte abgesehen werden. Die Abhängigkeit des Massenflusses von der Stärke des horizontalen Druckgradienten wird erhalten, wenn man das Produkt der Stärke des wirklichen Windes mit dem Sinus des in der Abb. 4*a* dargestellten Abweichungswinkels als Funktion des Gradienten aufträgt. Dies liefert Abb. 8.

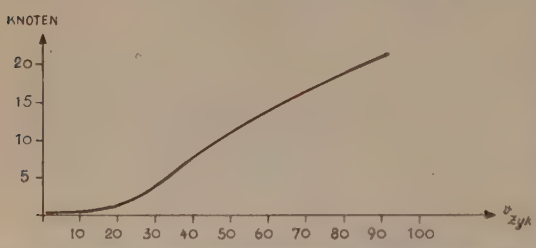


Abb. 8. Stärke der ageostrophischen Windkomponente in 225 mb im Falle eines markanten Windmaximums in 225 mb als Funktion des zyklostrophischen Windes.

Die Abbildung beweist eindeutig die Richtigkeit der in [3] aufgestellten Arbeitshypothese:

*Die Stärke des Nullschichteffekts, also des ageostrophischen Massenflusses zum hohen Druck in Nullschichthöhe, ist quasiproportional zum horizontalen Druckgradienten.*

Die weittragenden Folgerungen, die damals aus dieser Aussage gezogen wurden, die zu einer Erklärung des Strahlstromphänomens führten (s. Einleitung) und die damals zur Diskussion gestellt wurden, sind also eine notwendige Konsequenz dieser als reell nachgewiesenen Beziehung.

Der ageostrophische Massenfluß wächst in Wirklichkeit sicherlich noch stärker mit dem Gradienten an, als die Abb. 8 angibt. Denn das Mittel des Ablenkungswinkels, dessen Sinus in das Produkt eingeht, ist in Wirklichkeit größer, weil beim Zeichnen der Isohypsen deren Verlauf immer möglichst weit an die eingetragenen Windrichtungen

angeglichen wird — oft zu Unrecht, wie sich hier ergibt. Der noch übrig bleibende Winkel stellt dabei einen „nicht mehr vermeidbaren Rest" dar, und eine statistische Bearbeitung dieser Restwinkel liefert daher nur eine untere Grenze für die Abweichung. Berlin hat in Nullschichthöhe einen mittleren Wind [2] von 20 m/s = 72 km/h = 39 Kn. Dies entspricht nach Abb. 5*a* einem zyklostrophischen Wind von 34 Kn, was nach Abb. 8 eine mittlere ageostrophische Komponente von 5 Kn = 9 km/h liefert. Dieser Wert steht zwar in guter Übereinstimmung mit dem in [2] nach der $\Delta T$-Methode gefundenen von 8,3 km/h, doch wurde schon dort angeführt, daß infolge der Materialauswahl der wirkliche Wert vermutlich höher liegt.

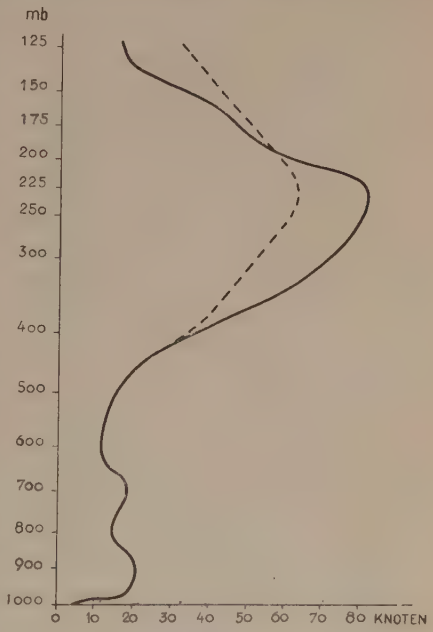


Abb. 9. Wirklicher (ausgezogen) und aus dem Druckfeld berechneter Wind (gestrichelt). Hannover, 21. September 1953, 2 Uhr.

## IV. Folgerungen.

Die hier gefundenen Ergebnisse sind von großer Tragweite hinsichtlich unserer Vorstellungen von den dynamischen Vorgängen in der Atmosphäre. Der Nullschichteffekt als die nötige Wärmepumpe für die nach dem Prinzip der Kältemaschine arbeitenden atmosphärischen Systeme Hoch/Tief, Frontalzone und Westwinddrift ergab sich als Folge des Überwiegens übergradientischer Winde. Aber da er ja Energie in diese Systeme hineinsteckt, ist die Energiefrage noch immer ungelöst, wenn sie auch einen Schritt weitergeführt ist. *Es muß in der Atmosphäre also ein Prinzip herrschen, das die Windstärke in einem Maximum der vertikalen Windverteilung auf übergradientische Werte erhöht*, während nach unseren bisherigen Anschauungen vom vertikalen Austausch der Bewegungsgröße ein durch ein entsprechendes Druckfeld erzeugtes Windmaximum untergradientische Werte haben müßte.

Als Beispiel möge die Abb. 9 dienen, in der das markante Windmaximum von Hannover vom 21. September 1953, 2 Uhr, dargestellt ist zusammen mit einer Windverteilung, wie sie sich auf Grund des thermisch-statisch bedingten Druckfeldes ergeben müßte. Man könnte dagegen einwenden, daß der horizontale Temperatur- und Druckgradient auf einen schmalen Streifen in der unmittelbaren Nähe von Hannover konzentriert sei; dem widerspricht jedoch die Tatsache der Existenz desselben Windmaximums in Flensburg und Emden.

Dieses bisher unbekannte Prinzip, das den Wind in einer Schicht maximaler Windgeschwindigkeit auf übergradientische Werte beschleunigt, ist der Punkt, in dem wir unsere bisherigen Vorstellungen einer Nachprüfung unterziehen müssen (vgl. S. 48).

Nicht nur die hier gefundenen Resultate und die zu Beginn des II. Abschnitts genannten Überlegungen führen zu diesem zwingenden Schluß, sondern derselbe steht in Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen in der Grundschicht, über die kürzlich H. Lettau in Bad Kissingen berichtete [7]. Aus einem Hubschrauber wurden aus mehreren hundert Meter Höhe Rauchbomben abgeworfen, die in verschiedenen Höhen explodierten und so eine Rauchsäule bildeten. Durch den Wind wurde die Rauchsäule deformiert; diese wurde dann in verschiedenen Stadien photographiert. Die Auswertung des Versuches, der unter Leitung des dabei tödlich verunglückten Dr. G. Loeser stand, ergab das überraschende Resultat, daß sich in etwa 300 m Höhe ein Windmaximum ausbildete, das übergradientische Windgeschwindigkeiten aufwies. Lettau gab zu, daß die Erklärung des Zustandekommens dieser übergradientischen Winde große Schwierigkeiten bereite. Er sprach sogar von der Möglichkeit, daß beim Zustandekommen der Strahlströme derselbe bisher noch unbekannte Effekt eine entscheidende Rolle spiele.

Die Denkschwierigkeit besteht darin, daß man sich eine Beschleunigung des Windes in einer Schicht maximaler Geschwindigkeit durch vertikalen Impulstransport aus anderen Schichten nur schwer vorstellen kann. Das übergradientische Maximum in 300 m wurde nur erhalten bei sehr stark stabiler Schichtung der untersten Luftschichten. Eine weitere Vorbedingung scheint die Nähe des Erdbodens zu sein. Auch bei den übergradientischen Winden in der Nullschicht ist das Auffallende die Nähe einer stark stabilen Schichtung (Stratosphäre) und einer Schicht, die schon öfters in gewissen Reibungsbetrachtungen in Parallele zum Erdboden gesetzt wurde (Tropopause).

Durch die hier gefundenen Ergebnisse gewinnen die Maxima in der Vertikalverteilung der Windgeschwindigkeit eine große Bedeutung. Die vertikale Änderung des Windes steht also über die Windmaxima in Verbindung mit ageostrophischem Massenfluß und dieser wiederum mit Vertikalbewegungen. Bisher hat man immer nur die vertikale Änderung der Windrichtung herangezogen und diese gemäß der bekannten Stüveschen Gleichung in Verbindung gesetzt zur Advektion. Nun ergibt sich, daß die vertikale Änderung der Windstärke in Verbindung steht mit konvektiven (durch Vertikalbewegung verursachten) Vorgängen. Es folgt hieraus ein interessanter Parallelismus, den wir zunächst nur in der Form aussprechen können:

*So wie die vertikale Änderung der Windrichtung in kausaler Verbindung steht mit advektiven Vorgängen, so auch die vertikale Änderung der Windstärke mit konvektiven Vorgängen. So wie beim Höhenwind Richtung und Geschwindigkeit gekoppelt sind, sind in der Atmosphäre advektive und konvektive Vorgänge systematisch miteinander gekoppelt.*

Aus der Häufung der Windmaxima in der Nullschicht ergibt sich wiederum deren große Bedeutung für die atmosphärische Dynamik. Dahler [8] schreibt in einer grundlegenden Untersuchung: „Wenn beispielsweise heute noch die Auffassung vertreten wird, daß z. B. die 300 mb-Fläche gegenüber der 500 mb-Fläche nichts wesentlich Neues bietet außer der bekannten weiteren Windgeschwindigkeitszunahme mit der Höhe, so muß dem widersprochen werden. Die Windgeschwindigkeit nimmt durchaus nicht immer in der oberen Troposphäre zu, und wenn sie aufwärts abnimmt oder gleichbleibt, sollte das (ebenso wie starkes Auffrischen) für den Prognostiker ein wichtiger Hinweis sein." Dahler tritt also ebenso für eine stärkere Beachtung der vertikalen Windscherung besonders in der oberen Troposphäre ein, zumal im täglichen synoptischen Dienst dieses „meteorologische Element" ohnehin leicht zugänglich ist. Er kommt auch anderen Ortes zu der Schlußfolgerung (die erst in seinem noch unveröffentlichten Teil II bewiesen werden soll): „Nimmt die Windgeschwindigkeit mit der Höhe stark zu, so ist die Neigung zu Wolken- oder sogar Niederschlagsbildung im allgemeinen groß, nimmt die Windgeschwindigkeit in troposphärischen Schichten nach oben ab, so läßt die Niederschlagsneigung nach, wenn ein Niederschlagsgebiet in diesen Raum driftet". Wenn wir wegen des Niederschlags uns sinngemäß auf Tiefdruckgebiete beschränken, so können die Dahlerschen Ergebnisse in unserer Ausdrucksweise wie folgt dargestellt werden: Eine starke Windzunahme nach der oberen Troposphäre hin läßt auf einen starken Nullschichteffekt und damit auf Verstärkung des Tiefs schließen. Eine nach der oberen Troposphäre hin abnehmende Windgeschwindigkeit (vgl. Abb. 1*b*) spricht sogar für Massenfluß vom Hoch zum Tief in der oberen Troposphäre, also für einen „negativen Nullschichteffekt" und damit für Abschwächung des Tiefs. Es muß aber ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß wir diese Schlüsse vorerst nur für das kollektive Mittel ziehen dürfen, und Dahler sagt ja auch „im allgemeinen". Es ist aber zu erwarten, daß unter noch zu findenen weiteren Bedingungen auch für die Praxis des Einzelfalls wichtige eindeutige Schlüsse aus der gerade herrschenden vertikalen Windverteilung gezogen werden können.

## V. Nullschichteffekt und theoretische Meteorologie.

Die Haupteinwände gegen die gefundene Nullschicht und den Nullschichteffekt sind bisher ausschließlich von seiten der Theoretiker gekommen, die mit ihren mathematischen Methoden die bisher gefundenen Ergebnisse nicht bestätigen konnten. Wir glauben aber sagen zu dürfen, daß die empirisch-statistische Methode der Befragung der Atmosphäre, die in der Physik dem Experiment entspricht, dasselbe Gewicht besitzt wie die mathematische Behandlung der Naturgesetze, die nur zu oft mit unsicheren Vernachlässigungen arbeiten muß. Wenn die Empirie zur Auffindung einer bisher unbekannten Eigenschaft der Atmosphäre geführt hat, so beweist die Tatsache, daß diese neue Eigenschaft noch nicht mathematisch hergeleitet werden konnte, keinesfalls eine „Unmöglichkeit"

der empirisch gefundenen Ergebnisse. Gerade der noch nicht erklärbare Effekt der Ausbildung im Mittel übergradientischer Winde in den Windmaxima der freien Atmosphäre scheint uns ein typisches Beispiel dafür zu sein. Vielleicht ist durch die hier gewonnenen Resultate ein Weg zur theoretischen Behandlung des gesamten Fragenkomplexes der Nullschicht gewiesen.

Es wurde der Einwand gemacht, daß die Vorgänge in der Nullschicht für die Berechnung einer 24stündigen Vorhersage völlig ohne Belang seien. Mit Hilfe der Daten von 500 mb an abwärts ließe sich die Vorhersage allein berechnen. Dazu ist zu sagen, daß nie die Behauptung aufgestellt wurde, die Nullschichtvorgänge bestimmten allein die tägliche Wetterentwicklung oder gar die Nullschicht sei der „Sitz der Druckänderungen", obwohl im Mittel die Bodendruckänderungen am stärksten korreliert sind mit den Vergenzen in der oberen Troposphäre. Selbst wenn es gelänge, eine Reihe richtiger Druckvorhersagen aus den Daten von 500 mb an abwärts zu berechnen, wäre damit noch nichts gegen die Bedeutung des Nullschichteffekts gesagt. Dieser wirkt offenbar langsamer als z. B. die rein advektiven Vorgänge, und ist daher vielleicht nicht so augenfällig. In diesem Zusammenhang sei auf ein Ergebnis [*9*] hingewiesen, das als Aussage mit rein thermischem Inhalt ein gewisses Analogon darstellt: „Die konvektiv (durch Vertikalbewegungen) verursachten Temperaturänderungen in der Höhe von 500 mb sind ebenso groß wie die durch meridionale Advektion erzeugten. Sie treten nur deshalb nicht so markant in Erscheinung, weil ihr Zustandekommen sich auf eine wesentlich längere Zeitdauer erstreckt." Die Anordnung der Isohypsen in der 500 mb-Fläche, die der Theoretiker als Ausgangslage benützt, ist aber selbst u. a. eine Folge des Wirkens der Nullschichtvorgänge während der vorangegangenen Tage. Eine Nichtberücksichtigung des Nullschichteffekts bei den berechneten Druckvorhersagen wirkt sich nur deshalb nicht allzu nachteilig aus, weil auch die kompensierende Bodenreibung in der Grundschicht unberücksichtigt bleibt.

Es sind jedoch durchaus Fälle denkbar, wo ein starker, anhaltender Nullschichteffekt die Veranlassung zu einer grundlegenden Umgestaltung der Wetterlage darstellt. Eine nötige Voraussetzung hierzu scheint labile Schichtung der Troposphäre zu sein [*10*, *11*]. Hierüber sind weitere umfangreiche Untersuchungen nötig.

Die rechnende Meteorologie geht davon aus, daß der geostrophische und der ageostrophische Wind eindeutig bestimmt ist durch die raumzeitliche Druckkonfiguration. Die übergradientischen Winde in den Windmaxima aber sind nach den bisherigen theoretischen Methoden noch nicht aus dem Druckfeld erschlossen worden; sie aber gerade sind es, die für den mittleren Nullschichteffekt verantwortlich sind. Die hier gefundenen Ergebnisse widersprechen also auch den bisherigen Anschauungen über die enge Koppelung von Druck- und Windfeld, jedenfalls wie wir sie uns bisher vorstellten (vgl. z. B. [*12*]). Bevor nicht der Nachweis gelungen ist, daß sich in jedem Einzelfall die Stärke des übergradientischen Windes exakt aus dem Druckfeld berechnen läßt,

muß dem Windfeld innerhalb gewisser vom Druckfeld vorgegebener Schranken eine gewisse Freiheit zuerkannt, der Wind also als der primäre Faktor in der Wettergestaltung angesprochen werden.

## VI. Die Strahlströme.

Daß die gefundene Quasiproportionalität zwischen der Stärke von Nullschichteffekt und horizontalem Druckgradienten in engstem Zusammenhang steht mit der Dynamik der Strahlströme (jet stream), wurde bereits gesagt und in [*3*] ausführlich besprochen. Sie kommt einer „Selbstverstärkung des horizontalen Druckgradienten" gleich, wie sie Flohn [*13*] für andere atmosphärische Prozesse gezeigt hat. Bildlich gesprochen, könnte man sagen, sie äußert sich ähnlich wie ein Effekt, der die Isohypsen mit einer Kraft, die umgekehrt proportional ist dem gegenseitigen Abstand der Isohypsen, einander nähern möchte und der von einem gewissen Mindestabstand der Isohypsen ab größere Kräfte entgegenwirken. Dieser gradientproportionale Nullschichteffekt, der durch die von ihm verursachten Vertikalbewegungen dieselbe Drängung der Isothermen bedingt, begünstigt damit auch die Aufgliederung der Atmosphäre in einheitliche Wetterluftmassen, die durch engbegrenzte Frontalzonen voneinander getrennt sind, wie es Raethjen [*14*] auf Grund seiner Überlegungen über das Austauschgleichgewicht gefolgert hat.

Zum Nachweis der übergradientischen Winde im Nullschichtniveau wurden mit Absicht keine Frontalzonen herangezogen, weil es hier sinnlos ist, aus dem eingezeichneten Isohypsenabstand auf den horizontalen Druckgradienten zu schließen. Es ist aber kein Grund zu der Annahme vorhanden, daß die Windmaxima in der Nullschicht einer Frontalzone (Strahlstrom) andere mittlere Eigenschaften aufweisen als die außerhalb der Frontalzonen, so daß übergradientische Winde auch in den Strahlströmen angenommen werden müssen. In diesen herrscht kein Gleichgewichtszustand, und sie können daher nicht stationär sein. Übergradientische Winde in den Strahlströmen aber verursachen das bereits in [*3*] und auf der Berliner Tagung [*15*] ausgesprochene Absinken (Aufsteigen) auf der Seite des hohen Drucks unterhalb (oberhalb) der Nullschicht und das Aufsteigen (Absinken) auf der Seite des niedrigen Druckes unterhalb (oberhalb) der Nullschicht. Wenn es gelingt, diese aus der Wirkung des Nullschichteffektes erschlossenen und nach einer abgeänderten $\Delta T$-Methode [*3*] bestätigten Vertikalbewegungen aus meteorologischen Folgeerscheinungen zu beweisen, dann ist die vertikale und ageostrophisch-horizontale Zirkulation im Bereich eines Strahlstromes endgültig geklärt und umgekehrt ein weiterer Beweis für den Nullschichteffekt erbracht. Eine weitere Erhärtung der Dynamik eines Strahlstroms als der einer Kältemaschine, die zur Aufrechterhaltung ihres Mechanismus eine Energiepumpe braucht (Nullschichteffekt), erscheint aber wegen der grundsätzlichen theoretischen Einwände angebracht.

Als erste Bestätigung — außer den entsprechenden interdiurnen Temperaturänderungen — dienten [3] die mittleren interdiurnen Änderungen der Taupunktdifferenz in den Hauptdruckniveaus 900 bis 400 mb. Hierbei ergab sich auf der warmen Seite der Frontalzonen eine 24stündige Zunahme, auf der kalten Seite eine 24stündige Abnahme der Taupunktdifferenz. Weiter konnte eine Auszählung der mittleren Bewölkungsverhältnisse beiderseits eines Strahlstromes, aber nicht innerhalb angrenzender geschlossener Hoch- oder Tiefdruckgebiete (warme Seite mittlere Wolkenbedeckung 37%, kalte Seite 58%) sowie der mittleren relativen Häufigkeit des Niederschlags (warme Seite 5%, kalte Seite 17%) als Bestätigung des gewonnenen Zirkulationsschemas angesehen werden.

Meist steht die Nordseite eines Strahlstroms[1] irgendwie in Verbindung mit einem hochreichenden Tiefdrucksystem, wie auch die Südseite meist kontinuierlich übergeht in eine ausgedehnte Antizyklone. Entspräche nun die Zirkulation um einen Strahlstrom der einer Wärmekraftmaschine, dann müßte die unterhalb der Nullschicht in der Antizyklone vorhandene Absinkbewegung auf der Südseite des Strahlstroms übergehen in eine Aufsteigbewegung, in der Mitte des Strahlstroms abermals ihren Richtungssinn in Absinken umändern, um dann nordwärts des Strahlstroms sich zum drittenmal umzukehren in die Aufsteigbewegung der Zyklone. Für einen solch komplizierten Mechanismus gibt es aber kein empirisches Belegmaterial. Die gefundene Zirkulation im Bereiche eines Strahlstroms [3, 15] verlangt bei meridionalem Fortschreiten nur eine einzige Umkehr der Vertikalbewegungen, und diese Umkehr liegt gerade im Strahlstrom. Die Dynamik einer Frontalzone ist also nichts anderes als die einer Übergangszone zwischen einem Paar „dicht aneinandergerückter" Hoch- und Tiefdruckgebiete. Auch diese Überlegung spricht eindeutig zugunsten des abgeleiteten Zirkulationsschemas.

Herrn Prof. Flohn verdanke ich den Hinweis auf eine weitere Möglichkeit der statistischen Nachprüfung des in [3] abgeleiteten Zirkulationsschemas. Wenn die Warmluft auf der einen Seite des Strahlstroms durch Absinken erwärmt und die Kaltluft auf der anderen Seite durch Aufsteigen abgekühlt wird, dann müßte unterhalb der Nullschicht die isohypsensenkrechte Temperaturdifferenz zwischen zwei parallelen Isohypsen der Frontalzone von West nach Ost zunehmen, wenn die eine Isohypse auf der warmen, die andere auf der kalten Seite liegt. Entsprechend müßte im Mittel über viele Fälle beim Fortschreiten von West nach Ost die mittlere Taupunktdifferenz auf der Südseite größer werden und auf der Nordseite abnehmen.

Es wurden daher aus den Jahren 1951 und 1952 aus den Zirkumpolarkarten für 500 mb (225 mb lagen nicht vor) alle Sechsergruppen von Aufstiegen notiert, die in bezug auf einen der Idealform nahekommenden Strahlstrom die in Abb. 10 angegebene Lage hatten:

[1] Der Einfachheit des sprachlichen Ausdrucks wegen seien alle Strahlströme als von West nach Ost gerichtet angenommen.

Ein Aufstiegspaar (warme und kalte Seite) am Ende des Einzugsgebiets ($E$), von wo ab also die Isohypsen nicht mehr weiter konvergieren, ein Paar in der Mitte $M$ des Strahlstroms auf denselben Isohypsen und ein Paar am Beginn des Deltas ($D$), ebenfalls auf denselben Isohypsen. Es wurden nur solche Fälle herangezogen, wo alle sechs Aufstiege gleichzeitig vorhanden waren. Es ergaben sich auf diese Art 57 Fälle, und die erhaltenen Mittel, die ursprünglich gleichzeitigen Zuständen entsprechen, können als Folge der Vorgänge aufgefaßt werden, die die Luft beim Durchströmen einer Frontalzone erleidet. Als Mittel ergaben sich die Werte der folgenden Tabelle, in der die Bezeichnungen $E$, $M$ und $D$ der Abb. 10 entsprechen.

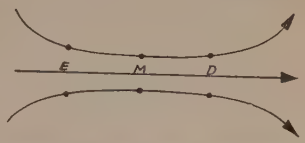


Abb. 10. Schema der Stationsauswahl im Bereich möglichst geradliniger, isobarenparalleler Strahlströme.

| | Temperatur | | | Taupunktdifferenz | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | E | M | D | E | M | D | |
| S-Seite | — 28,5 | — 27,9 | — 27,4 | 8,0 | 7,6 | 9,2 | 400 mb |
| N-Seite | — 38,3 | — 37,0 | — 37,8 | 6,7 | 6,7 | 4,8 | |
| Differenz | 9,8 | 9,1 | 10,4 | 1,3 | 0,9 | 4,4 | |
| S-Seite | — 17,5 | — 17,6 | — 17,1 | 9,0 | 7,9 | 9,2 | 500 mb |
| N-Seite | — 26,8 | — 26,7 | — 27,3 | 8,1 | 7,5 | 4,7 | |
| Differenz | 9,3 | 9,1 | 10,2 | 0,9 | 0,4 | 4,5 | |
| S-Seite | — 2,6 | — 2,6 | — 1,8 | 7,9 | 8,0 | 9,9 | 700 mb |
| N-Seite | — 12,5 | — 11,6 | — 11,5 | 7,4 | 7,3 | 5,2 | |
| Differenz | 9,9 | 9,0 | 9,7 | 0,5 | 0,7 | 4,7 | |
| S-Seite | + 3,1 | + 4,8 | + 5,2 | 5,3 | 4,9 | 6,2 | 850 mb |
| N-Seite | — 5,0 | — 2,8 | — 3,3 | 4,2 | 3,6 | 2,6 | |
| Differenz | 8,1 | 7,6 | 8,5 | 1,1 | 1,3 | 3,6 | |

Von Bedeutung ist die Änderung der Differenzwerte vom Ende des Einzugsgebietes $E$ über die Mitte $M$ zum Beginn des Deltas $D$. Mit Ausnahme der Temperaturwerte bei 700 mb und der Taupunktdifferenzwerte bei 700 und 850 mb (zu geringer Materialumfang) zeigt sich in der linken Hälfte der Frontalzone eine geringe Annäherung der Eigenschaften der beiden Luftmassen, in der rechten Hälfte aber eine große Verstärkung der Gegensätze.

Dieses Ergebnis ist auf den ersten Blick etwas erstaunlich. Da es jedoch von großer Bedeutung ist, ist es erforderlich, es durch weiteres Material zu erhärten. Um nicht denselben Arbeitsaufwand wie bei der Auswertung der $6 \cdot 57$ Aufstiege zu haben, erfolgte eine Beschränkung auf das 500 mb-Niveau, das ja nahe der Schicht der maximalen Vertikal-

bewegungen [2] liegt. Die Mittelbildung konnte dadurch an den Karten des „Täglichen Wetterberichts" vorgenommen werden. Es ergab sich als Mittel aus 285 weiteren Frontalzonen (1950 bis 1953).

| | Temperatur | | | Taupunktdifferenz | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | E | M | D | E | M | D |
| S-Seite ..... | — 19,1 | — 19,1 | — 18,7 | 7,7 | 7,6 | 8,3 |
| N-Seite ..... | — 26,1 | — 26,0 | — 27,2 | 7,3 | 6,8 | 5,8 |
| Differenz ..... | 7,0 | 6,9 | 8,5 | 0,4 | 0,8 | 2,5 |

Da bereits die zuerst gewonnene Hälfte des 500 mb-Materials ebenfalls diesen Befund zeigte, dürfte eine weitere Steigerung des Materialumfangs keine wesentlich anderen Ergebnisse liefern. Die in 500 mb vorgenommene Mittelbildung zeigt also, daß die Ergebnisse der ersten Tabelle kein Zufallsresultat war.

Die Deutung der Ergebnisse muß auf die bekannten Konvergenz- und Divergenzeffekte im Einzugsgebiet und im Delta der Strahlströme eingehen (als neuere Darstellung hierüber s. z. B. die von Flohn [16]). Wir wissen zwar, daß eine geometrische Konvergenz und Divergenz der Stromlinien im Einzelfall keineswegs identisch zu sein braucht mit einer physikalischen Konvergenz bzw. Divergenz, da auch die Änderung von Krümmung und Scherung eine Rolle spielen. Hinkelmann [17] gab errechnete Beispiele für physikalisch völlig vergenzfreie Strömungen an, die sowohl deutliche Konfluenzen als auch Difluenzen der Stromlinien aufweisen. Aber im statistischen Mittel wird einer geometrischen Konvergenz (Divergenz) auch eine physikalische entsprechen. Die hier gewonnenen Auszählungen lassen sich nicht anders deuten als durch die Summenwirkung des zum hohen Druck hin gerichteten Nullschichteffekts und der genannten Vergenzerscheinungen. Beim Vergleich der Änderungen der Differenzen von Temperatur und Taupunktdifferenz längs der Frontalzone ($E > M > D$) ist als wesentlicher Punkt zu berücksichtigen, daß infolge von Trägheitswirkungen in der Westhälfte ($E - M$) sich noch die Wirkungen des Einzugsgebiets geltend machen, in der Osthälfte ($M - D$) allerdings noch keine Wirkungen des Delta-Effektes auftreten. Diese Tatsache verringert z. B. auch den Unterschied der unter $E$ und $D$ stehenden Differenzen, weil in der Frontalzone als Ganzes ($E - D$) nur der dem Nullschichteffekt entgegenwirkende Einzugseffekt zur Geltung kommt. In dem Vergleich der unter $E$ und $D$ erhaltenen Differenzen, die in Strömungsrichtung also zunehmen, erblicken wir — besonders wenn die infolge der Massenträgheit noch vorhandene Wirkung des Einzugseffekts berücksichtigt wird — einen weiteren Beweis für die unterhalb der Nullschicht vorhandene Absinkerwärmung der Warmluft und die Hebungsabkühlung der Kaltluft, also einen Beweis für das in [3] abgeleitete Zirkulationsschema im Bereich eines Strahlstromes.

Zusammenfassend gilt also für das Nullschichtniveau in Frontalzonen: *Dem aus Trägheitswirkungen resultierenden Massenfluß zum tiefen Druck im Westteil (E — M) einer Frontalzone wirkt der Nullschichteffekt entgegen. Im Ostteil (M — D) wirkt lediglich der zum hohen Druck gerichtete Nullschichteffekt, also in Gebieten, wo aus einem parallelen, geradlinigen Verlauf der Isohypsen kaum ein ageostrophischer Fluß erschlossen werden kann.*

Wir können sinngemäß die Aussage noch erweitern für das Einzugsgebiet und das Delta selbst. Dabei ist zu bedenken, daß der Nullschichteffekt umso stärker wird, je gedrängter die Isohypsen werden.

*Im Einzugsgebiet eines Strahlstroms wird der ageostrophisch zum tiefen Druck gerichtete Massenfluß in zunehmendem Maße vom Nullschichteffekt abgeschwächt. Im Delta wird der zum hohen Druck gerichtete ageostrophische Massenfluß in abnehmendem Maße vom Nullschichteffekt verstärkt.*

Diese Schlußfolgerung stimmt mit der synoptischen Erfahrung überein, wonach die Druckänderungen im Delta einer Frontalzone im Mittel wesentlich stärker sind als im Einzugsgebiet. Daß Scherhag seine Divergenztheorie [*18*], aber keine Konvergenztheorie fand, hängt ebenfalls hiermit zusammen. In [*16*] wurde die synoptische Bedeutung dieser Konvergenzbereiche betont.

Auch für die bekannte Erfahrungstatsache, daß das Bodendruckfallgebiet auf der linken Seite des Deltas stärker ausgeprägt ist als das Steiggebiet auf der rechten Seite, läßt sich eine Erklärung geben, wenn man die Neigung der Frontalzone heranzieht. Die Drängung der Isohypsen verlagert sich mit zunehmender Höhe etwas nach Norden, und die nördlichste Lage hat sie in Nullschichthöhe, weil dort die inverse horizontale Temperaturverteilung der höheren Schichten beginnt. Die Bodendruckänderung ist gegeben durch das Vertikalintegral über die Vergenzen in den einzelnen Schichten. Auf der Nordseite des Strahlstromes erfolgt aber lediglich die starke Massenabfuhr vom tiefen Druck weg in Höhe der Nullschicht (von dem für diese Betrachtungen unwesentlichen Nullschichteffekt außerhalb der Frontalzone sei abgesehen). In einer Schicht darunter ist dieser Massenfluß etwas schwächer und nach Süden verschoben. Südlich des Strahlstromes werden sich also Massenzu- und -abfuhr verschiedener übereinanderliegender Schichten in ihrer Wirkung auf das Bodendruckfeld weitgehend kompensieren.

In einer sehr beachtenswerten Publikation bringt I. Reineke [*19*] das Ergebnis einer statistischen Auszählung des „ageostrophischen Abweichungswinkels" in der oberen Troposphäre, getrennt für die Fälle beschleunigter und verzögerter Luftbewegung. Die Autorin fand bei beschleunigter Bewegung in 60% der Fälle Ablenkung zum tiefen, bei 40% Ablenkung zum hohen Druck. Eine verzögerte Luftbewegung ist im Mittel nun aber nicht etwa mit den umgekehrten Prozentzahlen verbunden, sondern in nur 21% der Fälle erfolgt die Ablenkung zum tiefen Druck und in 79% zum hohen. I. Reineke bemerkt hierzu treffend, daß die Unsymmetrie der Prozentzahlen „durch unvorschriftsmäßiges Abweichen gegen den hohen Druck" zustande kommt. Auch hieraus

ersehen wir, daß sich zu den bisher bekannten Effekten noch ein weiterer additiv hinzugesellt, als den wir den Nullschichteffekt erkannten und der besonders für mittlere Betrachtungen von so großer Bedeutung ist, weil er im Mittel über alle Wetterlagen sich nicht aufhebt, im Gegensatz zu den bekannten strömungsbedingten Effekten.

## VII. Neueres Schrifttum über Strahlströme.

Die Arbeit von Namias und Clapp [*20*] über die Konfluenztheorie der Strahlströme wurde bereits in [*3*] besprochen; sie führt zu dem entgegengesetzten Zirkulationsschema mit absinkender Kaltluft und aufsteigender Warmluft (Wärmekraftmaschine) und ist nicht auf statistischem Material, sondern auf Überlegungen über den Einzugseffekt aufgebaut. Die Ergebnisse gelten also eigentlich nur für das Einzugsgebiet. Nach unseren Resultaten ist in dem von Namias und Clapp gefundenen Schema nur ein Teil der Vorgänge im Einzugsgebiet erfaßt. Ohne das Vorhandensein des Nullschichteffekts wäre infolge der horizontalen Turbulenz, der Bodenreibung und auch der Temperaturannäherung durch Strahlung eine Aufrechterhaltung der durch Konfluenz entstandenen Drängung der Isothermen und Isohypsen gar nicht vorstellbar. Die Kaltluft müßte sich unter die Warmluft schieben unter Senkung des gemeinsamen Schwerpunktes beider Massen, während unsere Auswertungen, zumindest im Ostteil der Frontalzonen, deutlich eine Hebung des gemeinsamen Schwerpunktes anzeigen. Die in den üblichen Schnittdarstellungen zum Ausdruck kommende Inversion unter dem Strahlstrom mag ursprünglich tatsächlich zustande gekommen sein durch ein keilförmiges Unterschieben der Kaltluft, das den von Schneider-Carius beschriebenen Fällen der Kaltlufteinbrüche unterhalb der Peplopause [*21*] entspricht und das nur solange möglich ist, wie der Einzugseffekt den Nullschichteffekt überwiegt. Das Weiterbestehen dieser Inversion ist aber lediglich als Folgeerscheinung der Existenz einer Grundschicht anzusehen, die in Hochdruckgebieten (hier: Südseite) niedrig und in Tiefdruckgebieten (hier: Nordseite) hoch liegt oder sich ganz auflöst [*22*].

K. Mohri [*23*] findet, daß auf der Südseite von Strahlströmen die Luft der oberen Troposphäre wesentlich wärmer, auf der Nordseite die Luft der unteren Troposphäre wesentlich kälter ist als die von anderen Autoren errechneten Temperaturmittel für alle Wetterlagen und dieselbe geographische Breite. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit unseren Resultaten. Trotzdem vermutet Mohri absinkende Kaltluft während der gesamten Lebensdauer einer Frontalzone.

W. E. Hubert [*24*] errechnet für einen Einzelfall aufsteigende Bewegung in der Warmluft, hält aber dennoch die Möglichkeit offen, daß sein Ergebnis nicht verallgemeinert werden darf und die Zirkulation im Mittel der einer Kältemaschine entspricht. Die Vertikalbewegungen werden errechnet aus der Temperaturänderung analog [*1*] und einem Term, der die Advektion berücksichtigt und zum Ausdruck bringt, daß Warmluftadvektion mit Hebung, Kaltluftadvektion mit Absinken ver-

bunden ist, und der auf geostrophischen Verhältnissen basiert. Es war aber gerade eines unserer Hauptergebnisse, daß in den Systemen, die nach dem Prinzip der Kältemaschine arbeiten (Hoch/Tief, Frontalzonen, Westwinddrift) der die Energiepumpe darstellende Nullschichteffekt auf ageostrophischen Vorgängen beruht. Wenn also eine Formel benützt wird, die die tatsächlich vorhandene zeitliche Temperaturerhöhung a priori mit Hebungsvorgängen verbindet, dann muß ja als Rechenergebnis eine Hebung der Warmluft resultieren.

In einer Publikation von R. M. Endlich [*25*] kommt es klar zum Ausdruck — was vom Verfasser auch immer ausdrücklich betont wurde —, daß in Einzelfällen bedeutende Abweichungen vom mittleren Schema vorkommen können. So wie es in Einzelfällen aufsteigende (absinkende) Bewegung in einem Hoch (Tief) oder einem Teil desselben geben kann, so findet Endlich im Einzelfall eine zufällig erscheinende Anordnung der Gebiete mit Aufsteigen und Absinken unterhalb der Nullschicht längs der Frontalzone. Summarisch gesehen erhält er jedoch ein Überwiegen absinkender Bewegung (unterhalb der Nullschicht) auf der Südseite und aufsteigender auf der Nordseite, so daß er schreibt: „Es sind gewisse Anhaltspunkte dafür gegeben, daß die mittlere Zirkulation um einen Strahlstrom dem Typ einer Kältemaschine entspricht".

Berechnungen für einen Einzelfall einer stark ausgeprägten Frontalzone führten Reed und Sanders [*26*] durch. Unter anderem finden die Autoren, daß zum Zustandekommen des beobachtbaren Nord-Süd-Temperaturgefälles (500 mb) in einem Punkt in der Mitte der Frontalzone in weit überwiegendem Maße der sog. „Tilting-Effekt" verantwortlich ist, während der „Konfluenz-Effekt", d. h. etwa das rein strömungsmäßig bedingte horizontale enge Zusammenführen der Isothermen, eine völlig untergeordnete Rolle spielt. Als Tilting-Effekt bezeichnen die Autoren die Isohypsendrängung durch Temperaturänderungen infolge unterschiedlicher Vertikalbewegungen zu beiden Seiten der Frontalzone, also allgemein auf der Nordseite gegenüber der Südseite ein relatives Aufsteigen. Auch in diesem Ergebnis kann eine Bestätigung der in [*3*] gemachten Aussage gesehen werden, wonach die Aufrechterhaltung der starken Isohypsendrängung im Bereich der Frontalzonen keine Folge der Konfluenz, sondern der gefundenen unterschiedlichen Vertikalbewegungen zu beiden Seiten ist. Noch ein weiteres Ergebnis dieser Untersuchung [*26*] erscheint im Hinblick auf das hier Gesagte von großer Bedeutung: die beobachtete 12stündige Änderung der Vorticity in demselben Punkt wird zu weit überwiegendem Anteil verursacht durch den Term der vertikalen Windscherung in der Vorticity-Gleichung, gerade durch jenen Term also, der in den Berechnungen der theoretischen Meteorologie bisher nahezu unbeachtet blieb. Wir sehen hier eine Analogie zu dem auf S. 53 gefundenen Ergebnis und den Überlegungen von Dahler [*8*].

Mit Hilfe von Taupunktdifferenzbestimmungen zweier Einzelfälle versucht Vuorela [*27*] Schlüsse auf die Vertikalzirkulation unterhalb eines Strahlstroms zu ziehen. Im einen Falle werden Taupunktdifferenzen

bis zu 20° in den unteren Schichten auf der warmen Seite des Strahlstroms gefunden, während weiter südlich in der mittleren Troposphäre infolge des Herankommens einer Warmfront fast Sättigung herrscht. Auf der kalten Seite des Strahlstroms finden sich Taupunktdifferenzen in der Troposphäre von 3 bis 6°. Im anderen Falle ergeben sich etwas südlich des Strahlstroms zwischen 800 und 600 mb wieder die großen Taupunktdifferenzen des ersten Falles, diese werden aber noch überschritten von der gesamten Schicht 700 bis 400 mb etwas weiter südlich vom Strahlstrom entfernt. Auf der kalten Seite werden in der Troposphäre Taupunktdifferenzen von ebenfalls 3 bis 6° gefunden. Vuorela setzt, grob genommen, große Taupunktdifferenz mit Absinken, kleine mit Aufsteigen gleich. Er entwirft für beide Einzelfälle Zirkulationsschemata (S. 129), die ziemlich kompliziert aussehen und m. E. auch hinsichtlich der kinematischen Gesetze (vgl. Koschmieder [*28*]) einer Nachprüfung unterzogen werden sollten, sofern sie sich auf den rein zweidimensionalen Fall beschränken. Vuorela schlägt ein allgemeingültiges Modell für die der zonalen Strömung überlagerte Vertikalzirkulation vor: auf der warmen Seite durchgehendes Aufsteigen von einer Bodenkonvergenz durch die Nullschicht bis zur Tropopause (etwa bei 150 mb); auf der kalten Seite von etwa 150 mb ab bis zu einer Bodendivergenz durchgehendes Absinken. Der Autor sagt selbst, daß sein Schema die Aufrechterhaltung der Drängung von Isothermen und Isohypsen nicht erklären kann. Außerdem scheint uns auch der Befund des zweiten untersuchten Falles mit diesem Schema nicht verträglich zu sein. Eine die Nullschicht durchsetzende Vertikalbewegung ohne Umkehrung des Richtungsinnes wurde bisher nur in Ausnahmefällen gefunden (vgl. Diskussionsbemerkung von Scherhag [*29*]) und dürfte als mittlerer Zustand nicht möglich sein.

Nach Abschluß dieser Arbeit machte mich Herr Prof. H. Flohn freundlicherweise auf eine Veröffentlichung von R. Murray und S. M. Daniels [*30*] aufmerksam. Die Autoren untersuchten statistisch den ageostrophischen Massenfluß im Bereiche der Strahlströme durch Bestimmung der Winkelabweichung von Höhenwinden von der Achsenrichtung möglichst geradliniger Strahlströme (300 mb-Niveau) im Einzugsgebiet, in der Mitte und im Delta. Sie fanden im Einzugsgebiet eine ageostrophische Komponente vom hohen zum tiefen Druck von 8,1 Knoten im Mittel, in der Mitte des Strahlstroms einen Fluß zum hohen Druck von 3,7 Knoten und im Delta einen solchen von 9,7 Knoten. Wir erblicken hierin eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit unseren Resultaten. Am Ende des Einzugsgebiets, dort wo die Isohypsen beginnen, parallel zu werden, ist nach diesen Ergebnissen nur noch ein geringer Fluß zum tiefen Druck zu erwarten — infolge der entgegengesetzten Wirkungen von Einzugseffekt und dort etwa gleichgroßem Nullschichteffekt. Aber gerade den Zahlenwerten in der Mitte des Strahlstromes, die die Autoren nicht für bedeutungsvoll halten, müssen wir eine große Bedeutung beimessen. Sie bestätigen die Existenz des Nullschichteffekts im mittleren, isobarenparallelen Teil des Strahlstroms, und zwar durch Untersuchungen,

die unmittelbar im Bereich der Strahlströme angestellt wurden. Sie bestätigen, daß die Winde schon in diesem Teil des Strahlstroms, nicht erst im Delta, übergradientisch sind.

## VIII. Schlußbetrachtung.

Es ist auffallend, daß im meteorologischen Schrifttum so viele scharfsinnige Untersuchungen angestellt werden über die dynamischen Vorgänge in der Atmosphäre und daß dabei so wenig die Frage gestellt wird nach demjenigen Effekt, der die Druckgegensätze erzeugt und aufrechterhält und durch dessen Wirkung eigentlich erst die Luftdruckgebilde und ihre Anordnung zustande kommen. Dieser Frage wurde in den letzten Untersuchungen des Verfassers nachgegangen. Durch die sinngemäße Ausdeutung von Ergebnissen, die durch Auswertung interdiurner Temperaturänderungen erhalten wurden, konnte der Schluß auf einen ageostrophischen Massenfluß in Nullschichthöhe vom tiefen zum hohen Druck gezogen werden. Und auf völlig anderem Wege, nämlich durch Untersuchung der Maxima der vertikalen Windverteilung, wurde das Ergebnis erhalten, daß die Nullschicht im Mittel der Hauptsitz übergradientischer Winde ist. Das eine der beiden Ergebnisse bestätigt das andere. Aus diesem allgemeinen Prinzip eines durch übergradientische Winde verursachten ageostrophischen Massenflusses in Nullschichthöhe vom tiefen zum hohen Druck läßt sich ohne weiteres das Zustandekommen jener atmosphärischen Systeme (Hoch/Tief; Strahlströme; planetarische Westwinddrift) folgern, die nach dem Grundsatz einer Kältemaschine arbeiten. Aber gerade diese drei Systeme sind für die Wettererscheinungen von fundamentaler Bedeutung. Der Nullschichteffekt selbst beruht auf den wahrscheinlich stärksten ageostrophischen Vorgängen in der gesamten Atmosphäre. Er verifiziert daher wohl am deutlichsten, daß die Wetterfolge von ageostrophischen Vorgängen verursacht und gesteuert wird.

Mit der Zurückführung der Dynamik der drei genannten atmosphärischen Systeme auf den Nullschichteffekt ist natürlich die Energiefrage noch lange nicht erklärt, sondern lediglich einen Schritt weitergeführt. Die große Lücke, die in unseren Erkenntnissen noch klafft, ist die energetisch-kausale Verbindung zwischen dem Zustandekommen des Nullschichteffekts und der letzten Endes durch die Sonnenstrahlung erzeugten kinetischen Energie der Höhenströmung. Insbesondere würde die Erklärung der übergradientischen Winde in den Windmaxima der freien Atmosphäre ein großes Stück weiterhelfen. Dem Theoretiker bieten sich hier wertvolle Ansatzpunkte.

Aufgabe weiterer Untersuchungen wäre es dann, Anhaltspunkte für Stärke und Andauer des Nullschichteffekts im Einzelfall zu finden, denn erst hierin liegt die prognostisch verwertbare Seite aller mit der Nullschicht zusammenhängender Fragen. Auf- und Abbau der hochreichenden, steuernden Druckgebilde, ihre Verlagerung, Verstärkung und Abschwächung der zonalen Westdrift und ihre meridionale Verschiebung, Ausbildung und Auflösung der Strahlströme, alles dies erscheint progno-

stisch erfaßbar, wenn man den Nullschichteffekt als Funktion der jeweiligen großräumigen Luftdrucksituation kennt. Alle bisherigen Ergebnisse wurden als klimatologisch-statistische Mittel erhalten. Wie sehr im Einzelfall die Verhältnisse von diesen Mitteln abweichen können, zeigen die beigegebenen Abbildungen. Aber die statistischen Untersuchungen waren als Grundlage nötig, und sie weisen den Weg für weitere Forschungen mit dem Ziel der praktischen Anwendbarkeit im Einzelfall.

## Literatur.


1. Faust, H.: Zur Dynamik der Hoch- und Tiefdruckgebiete. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone **35**, 92 (1952).
2. — Die Nullschicht, der Sitz des troposphärischen Windmaximums. Meteorol. Rundsch. **6**, 6 (1953).
3. — Nullschichteffekt und Frontalzonen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **6**, 334 (1954).
4. Schneider-Carius, K., und H. Faust: Grundschicht und Nullschicht der Atmosphäre. Geofisica pura e appl. **26**, 119 (1953).
5. Priestley, C. H. B.: Atmospheric pressure changes: The importance of deviations from the balanced (gradient) wind. Austral. J. of Scientific Research, Series A, Phys. Sciences **1**, 41 (1948).
6. v. d. Bijl, W.: Fünf Fehlerquellen in statistischer Forschung. Ann. d. Meteorol. **4**, 183 (1951).
7. Lettau, H.: Atmosphärische Grenzschichtuntersuchungen im Prärie-gebiet der USA. Vortrag Met. Gesellsch. Bad Kissingen, 14. Oktober 1953.
8. Dahler, H.: Neue Anschauungen über die wetterwirksamen Vorgänge in der Troposphäre und deren Vorhersage. Teil I. Z. Meteorol. **8**, 1 (1954).
9. Faust, H.: Änderungen der relativen Topographie bei meridionaler Advektion und ein Vergleich zwischen advektiv und konvektiv bedingten Temperaturänderungen. Meteorol. Rundsch. **6**, 49 (1953).
10. Reymann, G.: Stabilität und Luftdruckänderungen. Erscheint voraussichtlich in Meteorol. Rundsch.
11. Hinkelmann, K.: Zur numerischen Wettervorhersage mittels Relaxationsmethode unter Einbeziehung barokliner Effekte. Tellus **5**, 499 (1953).
12. Raethjen, P.: Gegenseitige Adaptation der Druck- und Stromfelder. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **2**, 207 (1950).
13. Flohn, H.: Behrmanns Prinzip der Selbstverstärkung in der Meteorologie und die Mäanderbildung in Atmosphäre und Ozean. „Die Erde", Z. Ges. f. Erdkunde zu Berlin, 1951/52, 211.
14. Raethjen, P.: Einführung in die Physik der Atmosphäre, Bd. II. Leipzig, Berlin. 1942.
15. Faust, H.: Die dynamische Bedeutung der Nullschicht. Physikal. Verhandl. **4**, 223 (1953).
16. Flohn, H.: Divergenztheorie Zyklogenese Antizyklogenese. Meteorol. Rundsch. **5**, 8 (1952).
17. Hinkelmann, K.: Wetterprognose vom Standpunkt der theoretischen Meteorologie. Vortrag Meteorol. Gesellsch. Bad Kissingen, 13. Januar 1950.
18. Scherhag, R.: Bemerkungen zur Divergenztheorie der Zyklonen. Meteorol. Z. **53**, 84 (1936).
19. Reineke, Ingrid: Untersuchungen über die Abweichungen vom Gradientwind in der oberen Troposphäre. Meteorol. Abh. fr. Univ. Berlin **1**, H. 1 (1950).

20. Namias, Z., and Ph. Clapp: Confluence Theory of the High Tropospheric Jet-Stream. J. Meteorol. **6**, 330 (1949).
21. Schneider-Carius, K.: Grundschicht und Kaltluft. Meteorol. Rundsch. **1**, 360 (1948).
22. — Die Grundschicht der Troposphäre. Leipzig 1953.
23. Mohri, K.: On the Fields of Wind and Temperature over Japan and Adjacent Waters during Winter of 1950 –51. Tellus **5**, 340 (1953).
24. Hubert, W. E.: A Case of Variations in Structure and Circulation about Westerly Jet-Streams over Europe. Tellus **5**, 359 (1953).
25. Endlich, R. M.: A study of vertical velocities in the vicinity of Jet-Streams. J. Meteorol. **10**, 407 (1953).
26. Reed, R. J., and F. Sanders: An investigation of the development of a midtropospheric frontal zone and its associated vorticity field. J. Meteorol. **10**, 338 (1953).
27. Vuorela, L. A.: On the air flow connected with the invasion of upper tropical air over northwestern Europe. Geophysica **4**, 105 (1953).
28. Koschmieder, H.: Über Böen. Wiss. Abh. RfW. Bd. VIII, Nr. 3, S. 33 (1940).
29. Scherhag, R.: Diskussionsbemerkung. Ber. Dtsch. Wetterd. US-Zone **35**, 113 (1950).
30. Murray, R., and S. M. Daniels: Transverse Flow at entrance and exit to Jet-Streams. Quart. J. Roy. Met. Soc. **79**, 236 (1953).

551.594.1 (494) (436)

(Meteorologisches Observatorium Aachen des Deutschen Wetterdienstes, früher Luftelektrische Forschungsstelle Buchau a. F.)

# Luftelektrische Tagesgänge und Massenaustausch im Hochgebirge der Alpen.

## Die luftelektrischen Verhältnisse am Jungfraujoch (3472 m) II; Vergleichsmessungen zwischen Jungfraujoch und Sonnblick.

Von

**H. Israël, H. W. Kasemir und K. Wienert[1].**

Mit 4 Textabbildungen.

**Zusammenfassung.** Die luftelektrischen Untersuchungen auf dem Jungfraujoch im Sommer und Herbst 1950, über die vor einiger Zeit in dieser Zeitschrift berichtet worden war, wurden während einer dritten Meßperiode im Winter fortgesetzt und damit zu einer Jahresreihe ergänzt. Trotz ungünstiger Witterung, die den Umfang der Ergebnisse stark einschränkte, konnten die schon früher gezogenen Schlüsse voll bestätigt werden: Die im Sommer starke, im Herbst noch schwach vorhandene systematische Leitfähigkeitsvariation in dieser Alpenhöhe ist im Winter ganz verschwunden; Potentialgefälle und Vertikalstrom verlaufen in ihrem Tagesgang parallel zueinander; im Winter stellt sich somit in der Höhe des Alpenkammes, der jetzt von der Tagesvariation des Massenaustausches offenbar nicht mehr erreicht wird, der ozeanische Typ des luftelektrischen Verhaltens ein.

Im Herbst 1950 wurden an einigen Tagen gleichzeitige Registrierungen des Potentialgefälles und des Vertikalstromes auf dem Jungfraujoch und dem 400 km entfernten Sonnblick durchgeführt. Die beiden Elemente zeigen sowohl im mittleren Tagesgang wie auch im einzelnen gute Übereinstimmung. Daraus ist zu entnehmen, daß die auf dem Jungfraujoch gewonnenen Ergebnisse, soweit sie nicht lokal gestört sind, repräsentative Bedeutung für die Kammhöhe der Alpen haben.

Eine Studie über Feld und Strom während Niederschlages auf dem Jungfraujoch zeigt, daß „trockener Schnee", d. h. Schnee als reines Sublimationsprodukt, stets positiv geladen ist und ein positives Feld (Feld normaler Rich-

[1] Zur Zeit in Quetta, Pakistan.

tung) erzeugt. Dagegen zeigen feste Niederschlagsteilchen, deren Zustandekommen über den Vergraupelungsprozeß geführt hat („nasser Schnee", Grieseln, Reif- und Frostgraupeln) im allgemeinen negative elektrische Ladung und negative Felder (Feldrichtungsumkehr). Besonders bemerkenswert ist dabei, daß im Sommer in der Regel das Auftreten von Graupeln und Schnee bzw. von Regen und Schnee hintereinander als Zeichen eines sich bildenden Gewitters gewertet werden kann.

**Summary.** The investigations on atmospheric electricity of summer and autumn 1950 on the Jungfraujoch have been continued with a third recording-period in the winter. By these investigations the former results which are already reported in this review are completed to a full-year-research. In spite of bad weather, which strongly limited the extent of the results, the conclusions drawn from earlier investigations could be entirely verified. In this Alpine altitude the systematic variation of the conductivity, that has been found high in summer and scarcely remarkable in autumn, has completely disappeared in winter. The daily variations of the potential gradient and the air-earth-current are essentially parallel; it accounts for that in winter at the ridge of the Alps the oceanic type of atmospheric electricity is predominant. Obviously, the daily variations of the mass exchange do not reach these high levels in the winter months.

In autumn 1950 simultaneous records of the potential gradient and the air-earth-current at Jungfraujoch and at Sonnblick, 400 km distant, have been made during some days. The two elements are in good agreement both with regard to the mean daily variations as to particulars. Hence it follows that the results received at Jungfraujoch are representative for the summit of the Alps except for cases with local disturbances.

Furthermore an investigation has been carried out at Jungfraujoch on the electric field and the current during precipitation. It resulted that "dry snow", i. e. snow originating by sublimation only, always carries a positive charge and generates an electric field of positive direction. On the contrary, the solid precipitation particles which are formed by graupel formation ("wet snow", soft hail, granular snow) carry generally a negative charge and generate an electric field of negative direction. In summer the occurence of snow after soft hail or rain can be taken as a remarkable symptom for developing a thunderstorm.

**Résumé.** Les recherches d'électricité atmosphérique effectuées au Jungfraujoch pendant l'été et l'automne 1950 et dont il a été question précédemment dans cette revue ont été complétées par une série hivernale. Malgré un temps défavorable qui a limité les recherches, les résultats précédents ont pu être confirmés. La variation systématique de la conductibilité observée à haute altitude, forte en été et encore faiblement présente en automne, disparaît complètement en hiver. Le gradient de potentiel et le courant vertical présentent des marches diurnes parallèles, c'est-à-dire qu'en hiver, à l'altitude du faîte alpin qui n'est apparemment plus affecté par la variation diurne de l'échange de masse, s'établit le type océanique de l'état électrique de l'atmosphère.

En automne 1950 les enregistrements du gradient de potentiel et du courant vertical furent exécutés pendant quelques jours simultanément au Jungfraujoch et au Sonnblick, distant de 400 km. du premier; il y a bon accord entre les mesures des deux éléments, tant pour la variation diurne moyenne que pour les cas isolés. Il s'ensuit que les résultats obtenus au Jung-

fraujoch, pour autant qu'ils ne sont pas troublés localement, sont représentatifs de la crête des Alpes.

Une étude du champ et du courant au Jungfraujoch pendant des précipitations montre que la neige sèche, c'est à dire comme produit pur de sublimation, est toujours chargée positivement et engendre un champ positif (direction normale). Par contre les particules solides issues du grésil (neige mouillée, neige en grains, grésil) sont en général négativement chargées, dans des champs négatifs (direction inversée). Il est en particulier remarquable qu'en été la neige succédant au grésil ou à la pluie soit dans la règle le signe d'un orage en formation.

## I. Einleitung.

In einer ersten Arbeit gleichen Titels [*1*] wurde schon vor einiger Zeit über die Ergebnisse von Registrierungen des luftelektrischen Potentialgefälles und des Vertikalstromes an der Hochalpinen Forschungsstation Jungfraujoch (3472 m) im Sommer und Herbst 1950 berichtet. Das Ziel dieser Arbeiten war die Untersuchung der luftelektrischen Verhältnisse in einer Höhenlage, von der angenommen werden konnte, daß sie von den Tagesschwankungen des atmosphärischen Massenaustausches und ihren Folgen nicht mehr erfaßt wird.

Die in den beiden ersten Meßperioden — Juni/Juli und Oktober/November 1950 — gewonnenen Ergebnisse zeigten, daß im Hochsommer die tägliche Austauschschwankung bis in die Gipfelregion der Alpen fühlbar wird, also wesentlich höher hinaufreicht als in der freien Atmosphäre, während im Herbst dieser Einfluß in Jungfraujoch-Höhe soweit reduziert ist, daß sich die luftelektrischen Verhältnisse jetzt dem bei fehlender oder stark verminderter Austauschvariation herrschenden ozeanischen Typ nähern. Zur Bestätigung dieser Feststellung und zur Vervollständigung der Ergebnisse zu einer Jahresübersicht wurden die beiden Meßperioden des Sommers und Herbstes durch eine solche im Winter (im Februar/März 1951) ergänzt. Aus äußeren Gründen war die Bearbeitung dieser Ergebnisse erst jetzt möglich. Im folgenden soll über die Resultate berichtet werden.

Ferner kann auch erst jetzt über eine schon während der Herbstmeßperiode 1950 durchgeführte Parallelregistrierung von Potentialgefälle und Vertikalstrom auf dem Gipfel des Sonnblicks (Höhe: 3100 m; Entfernung vom Jungfraujoch 400 km) berichtet werden.

## II. Ergebnisse.

### a) Vorbemerkungen.

Als dritte „hochwinterliche" Meßperiode war der Zeitraum Januar/Februar 1951 ins Auge gefaßt, doch mußte der Beginn wegen ungünstiger Witterung in den Februar verlegt werden. Leider erwies sich auch in der Folgezeit die Witterung als wenig günstig für luftelektrisches Arbeiten, da selbst bei klarem Wetter häufig Ausfälle durch Schneefegen entstanden. Infolgedessen blieb trotz zweimonatigen Aufenthaltes der

Umfang des nicht durch Witterungseinflüsse und lokale Effekte gestörten Beobachtungsmaterials wesentlich hinter dem der früheren Meßperioden zurück.

Meßort und Meßanlage waren die gleichen wie bei den beiden früheren Meßperioden. Alle diesbezüglichen Einzelheiten können deshalb der ersten Veröffentlichung [*1*] entnommen werden. In apparativer Hinsicht ist lediglich eine Änderung insofern zu erwähnen, als zur Ergänzung der Potentialgefälleregistrierungen zeitweilig eine Feldmühlenregistrierung miteingesetzt wurde.

### b) Potentialgefälle, Vertikalstrom und Leitfähigkeit im Winter.

Nach Ausscheiden der Schlechtwetterzeiten und aller durch Schneefegen gestörten Registrierungen blieben im genannten Meßraum nur die in Tabelle 1 zusammengestellten Tagesreihen bzw. Tagesteilreihen übrig. Die Angaben der Potentialgefällewerte weichen von den Angaben in der ersten Veröffentlichung ab, da sie jetzt durch Vergleichsmessungen auf das Jungfraujoch-Plateau reduziert und in Volt/m ausgedrückt sind. Die Vertikalstromwerte sind wie früher in $10^{-17}$ Amp/cm² des benutzten Auffangnetzes angegeben. Die Leitfähigkeitsangaben sind aus den (unreduzierten) Stromwerten und den (reduzierten) Potentialgefällewerten abgeleitet und zum Vergleich mit den früheren Werten — Tabelle 3 und 6 der ersten Arbeit — mit 1,48 zu multiplizieren.

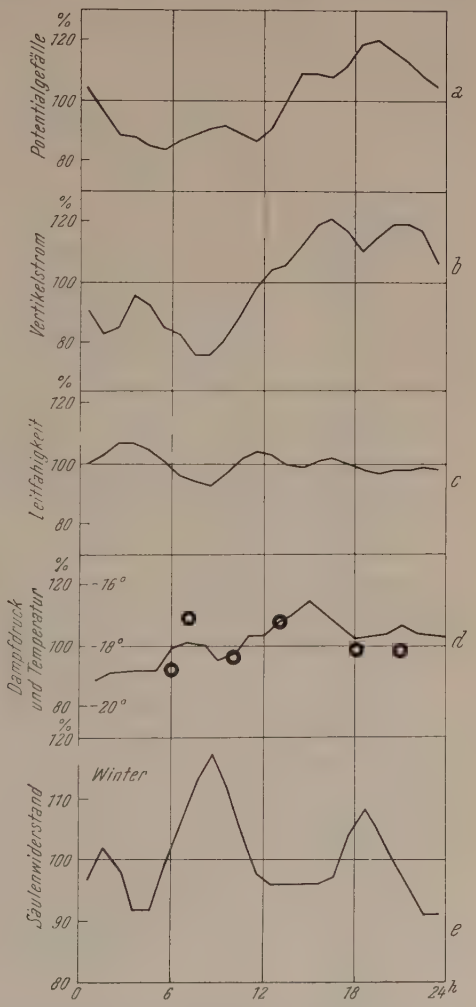


Abb. 1. Die luftelektrischen Verhältnisse am Jungfraujoch im Winter (Februar/März 1951). Tagesgang des Potentialgefälles *a*, der Vertikalstromdichte *b*, der Leitfähigkeit *c*, der Temperatur (Kreise) und des Dampfdruckes *d* sowie des Säulenwiderstandes *e* in Prozenten der Mittelwerte.

Tabelle 1. *Stundenmittel des luftelektrischen Potentialgefälles, des Vertikalfreien Tagen bzw. Tagesteilen*

Potentialgefälle: Angaben in Volt/m, reduziert auf Jungfraujoch-Plateau[1]; reduziert); Leitfähigkeit: Angaben in $10^{-4}$ el.-stat. Einheiten, berechnet aus den

| | | 0—1 Uhr | 1—2 Uhr | 2—3 Uhr | 3—4 Uhr | 4—5 Uhr | 5—6 Uhr | 6—7 Uhr | 7—8 Uhr | 8—9 Uhr |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Potentialgefälle | 27. Februar | | | | | | | | | |
| | 28. Februar | 193 | 237 | | 278 | 207 | 200 | 218 | 240 | 222 |
| | 1. März | 307 | 304 | 237 | 211 | 189 | 163 | 166 | 163 | 133 |
| | 4. März | | | | | | | | 122 | 104 |
| | 5. März | 170 | 137 | 137 | 137 | 130 | 148 | 181 | 196 | 189 |
| | 6. März | 100 | 89 | 78 | 74 | 81 | 96 | 100 | 100 | 89 |
| | 7. März | 115 | 104 | 100 | 96 | 93 | 89 | 74 | 81 | 104 |
| | 10. März | | | | | | | | 172 | 185 |
| | Mittel ausgegl. | 177 | 166 | 152 | 149 | 145 | 143 | 148 | 152 | 154 |
| | „ „ in % | 104 | 97 | 89 | 88 | 85 | 84 | 87 | 89 | 91 |
| Vertikalstrom | 27. Februar | | | | | | | | | |
| | 28. Februar | 450 | 530 | | 730 | 490 | 420 | 460 | 470 | 400 |
| | 1. März | | | | 820 | 640 | 490 | | | |
| | 4. März | | | | | | | | 270 | 250 |
| | 5. März | 450 | 400 | 380 | 370 | 350 | 380 | 470 | 510 | 510 |
| | 6. März | 300 | 290 | 280 | 270 | 270 | 290 | 310 | 310 | 290 |
| | 7. März | 310 | 310 | 300 | 280 | 280 | 280 | 280 | 220 | 390 |
| | 10. März | | | | | | | | 240 | 170 |
| | Mittel ausgegl. | 410 | 370 | 380 | 430 | 420 | 380 | 370 | 340 | 340 |
| | „ „ in % | 91 | 83 | 85 | 96 | 93 | 85 | 83 | 76 | 76 |
| Leitfähigkeit | 27. Februar | | | | | | | | | |
| | 28. Februar | 32 | 31 | | 36 | 33 | 28 | 29 | 26 | 25 |
| | 1. März | | | | 53 | 46 | 41 | | | |
| | 4. März | | | | | | | | 30 | 32 |
| | 5. März | 36 | 40 | 38 | 37 | 37 | 35 | 35 | 36 | 37 |
| | 6. März | 42 | 45 | 48 | 49 | 44 | 42 | 43 | 43 | 45 |
| | 7. März | 37 | 41 | 42 | 40 | 41 | 44 | 53 | 36 | 52 |
| | 10. März | | | | | | | | 17 | 13 |
| | Mittel ausgegl. | 37 | 40 | 42 | 42 | 41 | 39 | 37 | 34 | 34 |
| | „ „ in % nach zweimaliger Glättung | 100 | 103 | 107 | 107 | 105 | 101 | 96 | 94 | 93 |

[1] Die Werte der Sommer- und Herbst-Meßperioden in der ersten Veröffentlichung [*1*] sind in Volt angegeben. Um sie auf das Jungfraujoch-Plateau zu reduzieren und in Volt/m auszudrücken, sind die dort angegebenen Zahlen (Tabelle 1 und 4 der Arbeit [*1*]) mit 1,48 zu multiplizieren.

*stromes und der Leitfähigkeit auf dem Jungfraujoch an ausgesuchten störungs- im Februar/März 1951.*

Vertikalstrom: Angaben in $10^{-17}$ Amp/cm² des benutzten Auffangnetzes (nicht (unreduzierten) Stromwerten und den (reduzierten) Potentialgefällewerten[2].

| 9—10 Uhr | 10—11 Uhr | 11—12 Uhr | 12—13 Uhr | 13—14 Uhr | 14—15 Uhr | 15—16 Uhr | 16—17 Uhr | 17—18 Uhr | 18—19 Uhr | 19—20 Uhr | 20—21 Uhr | 21—22 Uhr | 22—23 Uhr | 23—24 Uhr | Mittel |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | 122 | 163 | 207 | 248 | 270 | 259 | 207 | 278 | 296 | 288 | 248 | 204 | 177 | |
| 244 | | | | | | | | | | | | 274 | 270 | 300 | |
| 137 | 118 | 137 | 166 | 185 | 233 | | | | | | | | | | |
| 93 | 96 | 115 | 104 | 129 | 159 | 167 | 155 | 193 | 196 | 230 | 222 | 218 | 196 | 189 | |
| 137 | 126 | 111 | 133 | 148 | 155 | 159 | 166 | 204 | 196 | 166 | 137 | 107 | 85 | 93 | |
| 130 | 159 | 185 | 211 | | 262 | 181 | 200 | | | 170 | 144 | 118 | 107 | 118 | |
| 248 | 248 | 159 | | | | | | | | | | | | | |
| 163 | 140 | 170 | 163 | 140 | 133 | 133 | 137 | 140 | 152 | 163 | 192 | 218 | 207 | 200 | |
| 156 | 151 | 148 | 155 | 170 | 185 | 186 | 184 | 191 | 202 | 204 | 199 | 192 | 183 | 178 | 170 |
| 92 | 89 | 87 | 91 | 100 | 109 | 109 | 108 | 112 | 119 | 120 | 117 | 113 | 108 | 105 | |
| | | 400 | 480 | 550 | 620 | 700 | 710 | 660 | 680 | 660 | 650 | 600 | 480 | 160 | |
| 360 | 390 | 390 | 440 | 550 | 420 | | | | | | | | | | |
| 560 | 440 | 460 | 510 | 520 | 640 | | | | | | | | | | |
| 280 | 280 | 320 | 300 | 340 | 400 | 460 | 430 | 490 | 490 | 580 | 590 | 530 | | | |
| 410 | 350 | 330 | 350 | 410 | 410 | 450 | 470 | 540 | 550 | 510 | 450 | 350 | 320 | 300 | |
| 390 | 490 | 630 | 650 | | 740 | 650 | 730 | | | 480 | 410 | 360 | | | |
| | | 650 | | | | | | | | | | | | | |
| 240 | 330 | 440 | 440 | 370 | 360 | 390 | 430 | 420 | 460 | 470 | 510 | 590 | 570 | 530 | |
| 360 | 400 | 440 | 470 | 480 | 500 | 530 | 540 | 520 | 490 | 510 | 530 | 530 | 520 | 480 | 447 |
| 81 | 89 | 98 | 104 | 106 | 112 | 119 | 121 | 117 | 110 | 115 | 119 | 119 | 117 | 106 | |
| | | 45 | 41 | 36 | 34 | 35 | 37 | 43 | 34 | 30 | 30 | 33 | 33 | 35 | |
| 20 | | | | | | | | | | | | 39 | 35 | 32 | |
| 56 | 50 | 46 | 42 | 39 | 37 | | | | | | | | | | |
| 41 | 40 | 40 | 40 | 36 | 34 | 37 | 37 | 35 | 34 | 34 | 36 | 33 | | | |
| 41 | 38 | 41 | 36 | 37 | 36 | 38 | 39 | 36 | 38 | 42 | 44 | 45 | 52 | 45 | |
| 41 | 42 | 46 | 42 | | 39 | 49 | 50 | | | 39 | 39 | 42 | | | |
| | | 55 | | | | | | | | | | | | | |
| 20 | 32 | 35 | 37 | 36 | 37 | 40 | 43 | 41 | 41 | 39 | 36 | 37 | 37 | 36 | |
| 37 | 40 | 42 | 40 | 37 | 37 | 39 | 40 | 39 | 37 | 37 | 37 | 38 | 39 | 37 | 38,3 |
| 97 | 102 | 104 | 103 | 100 | 99 | 101 | 102 | 100 | 98 | 97 | 98 | 98 | 99 | 98 | |

[2] Um die Leitfähigkeitswerte mit den früher angegebenen (s. Tabelle 3 und 6 der ersten Arbeit [*1*]) vergleichen zu können, sind sie mit 1,48 zu multiplizieren.

In Abb. 1 sind die Tagesgänge dargestellt, die sich aus den Werten der Tabelle 1 im Mittel ergeben[1]. Die Kurven sind in Prozentdarstellung gezeichnet. Potentialgefälle und Vertikalstrom zeigen gleichsinnige und gleichartige Tagesvariation, verhalten sich also im Winter ebenso wie im Herbst. Besonderes Interesse verdient der Tagesgang der Leitfähigkeit: Sieht man von dem etwas unregelmäßigen Verlauf ab, der ohne Frage eine Folge des geringen Materialumfanges ist, so besagt ihr Verlauf, daß im Winter auf dem Jungfraujoch die für Festlandstationen typischen Züge der Leitfähigkeitsvariation — hohe Nachtwerte, geringe Tagwerte — völlig verschwunden sind.

### c) Jahresüberblick.

Zusammen mit den Ergebnissen der beiden ersten Meßperioden (vgl. Tabelle 1 bis 6 und Abb. 6/7 der Arbeit [*1*]) erhält man jetzt für das Verhalten der luftelektrischen Elemente im Laufe des Tages während der verschiedenen Jahreszeiten abschließend folgendes Bild:

Tabelle 2. *Die Tagesgänge von Potentialgefälle, Vertikalstrom und Leitfähigkeit am Jungfraujoch während der verschiedenen Jahreszeiten.*

| Jahreszeit | Potentialgefälle | Vertikalstrom | Leitfähigkeit |
|---|---|---|---|
| Sommer | einfache 24stündige Schwingung; Min.: am frühen Morgen; Max.: am Spätnachmittag. Verlauf also mit dem des Vertikalstromes gegensinnig. | einfache 24stündige Schwingung; Min.: am Nachmittag; Max.: in den ersten Morgenstunden. Verlauf also mit dem des Potentialgefälles gegensinnig. | einfache 24stündige Schwingung erheblicher Amplitude; Min.: am Nachmittag; Max.: in den ersten Morgenstunden. |
| Herbst | ebenso; Verlauf jetzt gleichsinnig mit dem des Vertikalstromes | einfache 24stündige Schwingung, jedoch jetzt: Min. und Max. zeitlich mit dem des Potentialgefälles übereinstimmend; Verlauf also gleichsinnig mit PG. | ähnlich wie oben, jedoch nur noch schwache Tagesamplitude |
| Winter | ebenso; gleichsinnig mit Vertikalstrom | ebenso; gleichsinnig mit Potentialgefälle | *kein* Tagesgang |

[1] Die Wertereihen der Tageskurven sind angesichts des geringen Materialumfanges in üblicher Weise nach der Formel $(a + 2b + c)/4$ geglättet und

Wie schon in früheren Arbeiten [*1*, *2*, *3*, *4*] dargestellt, kann man im luftelektrischen Verhalten zwei Grenzfälle unterscheiden, einen „*kontinentalen Typ*" und einen „*ozeanischen Typ*"; maßgebend für die Typengestaltung ist dabei die Frage, welcher der beiden bekannten Steuerungsmechanismen in dem einzelnen Fall den Ausschlag gibt. Man kann die beiden Typen leicht auf den ersten Blick unterscheiden: Im einen Fall unterliegt die Leitfähigkeit starken meteorologisch bedingten Schwankungen, eben den Wirkungen der Austauschvariationen, was einen meist gegenläufigen Gang von Potentialgefälle und Vertikalstrom zur Folge hat (*kontinentaler Typ*). Im anderen Fall bleibt, bei nur wenig oder gar nicht veränderlichem Austausch, die Leitfähigkeit zeitlich nahezu konstant, was parallele Gänge von Potentialgefälle und Vertikalstrom bedingt (*ozeanischer Typ*). Im ersten Fall dominieren die örtlichen, im zweiten die weltweiten Einflüsse. Als Folge davon treten im ersten Fall die „*ortszeitlich gebundenen*", im anderen Fall die „*weltzeitlich gebundenen*" Tagesvariationen in den Vordergrund.

Die Jungfraujoch-Untersuchungen zeigen, daß dort zu verschiedenen Jahreszeiten verschiedene Variationstypen herrschen: Der Sommer zeigt deutlich den kontinentalen Typ; in dieser Zeit reicht der Einfluß der täglichen Austauschschwankung bis in diese Höhe des Alpenkammes. Im Herbst und Winter dagegen erreicht die Austauschvariation diese Höhe nicht mehr; infolgedessen kommt jetzt dort der ozeanische Typ zur Geltung.

Diese schon aus den Ergebnissen der Sommer- und der Herbstmeßperiode abgeleitete Vorstellung hat durch die oben beschriebenen Ergebnisse der Wintermessungen trotz dem wesentlich geringeren Registriermaterial dieser Periode in vollem Umfang ihre Bestätigung erfahren und darf somit als gesichert gelten.

Zur Vervollständigung des Bildes war in der ersten Arbeit auch die Tagesvariation des *Säulenwiderstandes* für die beiden Meßperioden ermittelt und dargestellt worden (vgl. Abb. 10 der Arbeit [*1*]). Abb. 1e zeigt die gleiche Größe für die dritte Meßperiode.

Während sich im Sommer ein spiegelbildlicher Verlauf von Säulenwiderstand und Leitfähigkeit ergeben hatte, war der Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen schon im Herbst sehr viel weniger ausgeprägt. Im Winter ist er nun, wie Abb. 1 zeigt, ganz verschwunden: Während die Leitfähigkeit praktisch konstant bleibt, durchläuft der Säulenwiderstand noch einen ausgeprägten Tagesgang. Damit gewinnt eine schon seinerzeit [*1*, *5*] angedeutete Vermutung, daß sich in der nicht mehr von Austauschschwankungen herrührenden Tagesvariation des Säulenwiderstandes über dem Gebirge eine tagesrhythmische großräumige Zirkulation über dem Gebirgsmassiv manifestiert, eine neue starke Stütze.

---

zwar die Kurven für Potentialgefälle und Vertikalstrom durch einmalige, die Kurve für die Leitfähigkeit, die entsprechend ihrer Entstehung durch Quotientbildung stärkere unregelmäßige Schwankungen aufwies, durch zweimalige Anwendung der Glättungsformel.

Vergleicht man die Kurvenzüge der Widerstandsgänge im einzelnen, so fällt weiter auf, daß außer der Amplitudenverringerung vom (austauschbedingten) Sommergang zum (austauschunabhängigen) Herbst- und Wintergang auch eine Verlagerung des Maximums von 17 bis 18 Uhr im Sommer bzw. 13 bis 14 Uhr im Herbst sowie eine weitere Verlagerung und gleichzeitige Aufspaltung in zwei Maxima im Winter zu den Zeitpunkten 8 bis 9 Uhr und 18 bis 19 Uhr stattfindet. Es wäre bei dem relativ geringen Meßmaterial der dritten Meßperiode verfrüht, eine Deutung dieser Feststellungen zu versuchen; sollte sich der Befund bei künftigen

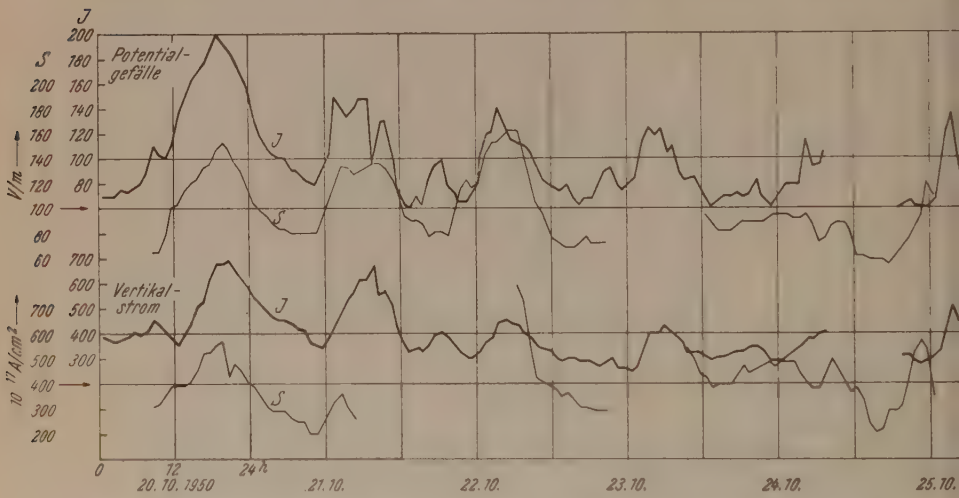


Abb. 2. Parallelregistrierungen von Potentialgefälle und Vertikalstrom auf Jungfraujoch *J* und Sonnblick *S* im Oktober 1950. Oben: Potentialgefälle, unten: Vertikalstrom; dicke Kurven: Jungfraujoch, dünne Kurven: Sonnblick.

Untersuchungen bestätigen, so würde sich damit fraglos eine ganz neue Möglichkeit für großräumig-aerologische Betrachtungen eröffnen.

### d) Vergleichsregistrierungen auf Jungfraujoch und Sonnblick.

Wie in der ersten Arbeit angedeutet, bildete es einen unserer Programmpunkte, bei diesen Untersuchungen durch Parallelregistrierungen auf dem Jungfraujoch und dem zirka 400 km entfernten Sonnblick (3100 m) in den Hohen Tauern eine Bestätigung der erzielten Ergebnisse zu erreichen und gleichzeitig eine Trennung zwischen örtlich gebundenen und weiträumigen Einflüssen zu versuchen. Diese gleichzeitigen Untersuchungen auf zwei Hochstationen kamen während der zweiten Meßperiode im Herbst 1950 zur Durchführung. Die Apparatur auf dem Sonnblick war die gleiche wie auf dem Jungfraujoch; Kollektor und Netz waren an verschiedenen Wänden des Sonnblick-Hauses angebracht. Leider waren die Registrierungen auf dem Sonnblick durch äußere Schwierigkeiten stark behindert, so daß nur ein verhältnismäßig geringes Ver-

gleichsmaterial von fünf nicht ganz vollständigen Tagesreihen gewonnen werden konnte.

In Tabelle 3 sind die einzelnen Stundenmittel des Potentialgefälles des Vertikalstromes und der Leitfähigkeit für die Sonnblick-Registrierungen zusammengestellt und zu Tagesgängen zusammengefaßt. Die Maße für die einzelnen Größen sind die gleichen wie bei den Jungfraujoch-

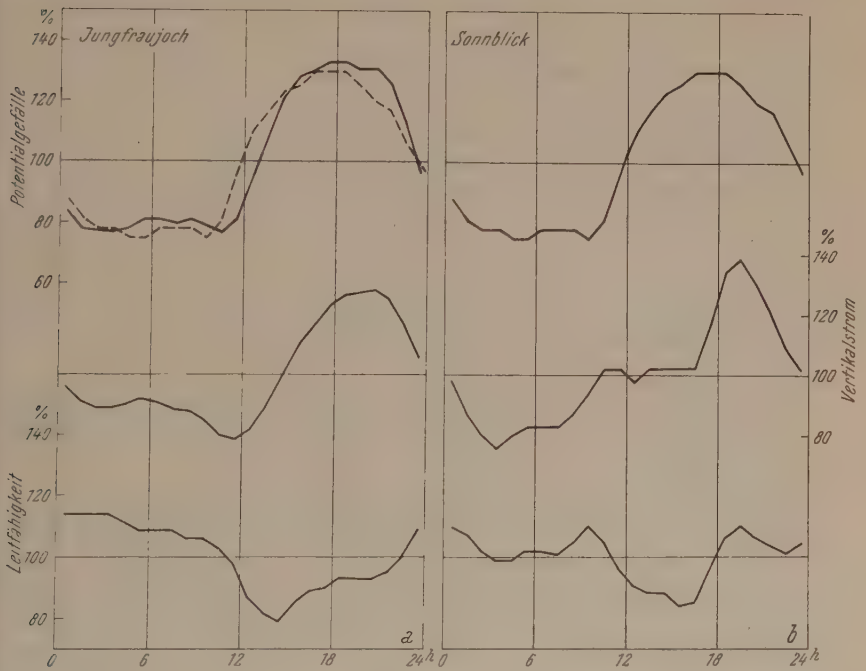


Abb. 3. Tagesgänge von Potentialgefälle, Vertikalstrom und Leitfähigkeit nach fünftägigen gleichzeitigen Registrierungen auf Jungfraujoch *a* und Sonnblick *b* im Oktober 1950 (Prozentdarstellung der ausgeglichenen Tagesreihen). Die gestrichelte Kurve in Abb. 3*a* oben zeigt zum besseren Vergleich nochmals die Sonnblick-Kurve des Potentialgefälles von Abb. 3*b* oben.

Ergebnissen. Zum Vergleich sind in der Tabelle jeweils die Mittelwerte der Jungfraujoch-Registrierungen für die gleichen Tage eingetragen. In den Abb. 2 und 3 sind die Ergebnisse graphisch dargestellt.

Das Ergebnis der Vergleichsregistrierungen ist trotz dem geringen Umfang des Materials überraschend: Kommt schon bei der Darstellung der Einzelwerte, wenn man von den offenbar örtlich bedingten Einzelheiten absieht, eine gute Parallelität im Verlauf der beiden Elemente auf beiden Stationen zum Vorschein, so ist die Übereinstimmung bei Zusammenfassung zu Tagesgängen als fast unerwartet gut zu bezeichnen.

Die charakteristischen Züge der Tagesgänge von Potentialgefälle, Vertikalstrom und Leitfähigkeit — paralleler Verlauf von Feld und Strom, geringe Leitfähigkeitsvariation mit Minimum in den frühen Nachmittags-

Tabelle 3. *Stundenmittel des luftelektrischen Potentialgefälles, des Vertikal-*
*freien Tagen bzw. Tages-*

Angaben im gleichen Maß wie bei den Jungfraujoch-Ergebnissen. Zum Ver-
die gleichen Tage in

| | | 0—1 Uhr | 1—2 Uhr | 2—3 Uhr | 3—4 Uhr | 4—5 Uhr | 5—6 Uhr | 6—7 Uhr | 7—8 Uhr | 8—9 Uhr |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Potentialgefälle | 20. Oktober | | | | | | | | | 65 |
| | 21. Oktober | 104 | 98 | 94 | 88 | 84 | 84 | 81 | 81 | 81 |
| | 22. Oktober | 94 | 91 | 91 | 88 | 78 | 81 | 81 | 78 | 94 |
| | 23. Oktober | 75 | 72 | 68 | 68 | 72 | 78 | 72 | 72 | 72 |
| | 24. Oktober | 94 | 88 | 81 | 81 | 81 | 85 | 88 | 88 | 88 |
| | 25. Oktober | 62 | 62 | 59 | 59 | 59 | 55 | 62 | 68 | 75 |
| | Mittel ausgegl. | 88 | 81 | 78 | 78 | 75 | 75 | 78 | 78 | 78 |
| | „ „ in % | 88 | 81 | 78 | 78 | 75 | 75 | 78 | 78 | 78 |
| | Jungfraujoch in % | 84 | 78 | 77 | 77 | 78 | 81 | 81 | 80 | 81 |
| Vertikalstrom | 20. Oktober | | | | | | | | | 306 |
| | 21. Oktober | 394 | 350 | 306 | 292 | 292 | 292 | 263 | 248 | 248 |
| | 22. Oktober | | | | | | | | | |
| | 23. Oktober | 380 | 350 | 365 | 336 | 306 | 306 | 292 | 292 | 292 |
| | 24. Oktober | 423 | 380 | 394 | 394 | 394 | 423 | 467 | 438 | 452 |
| | 25. Oktober | 380 | 336 | 234 | 204 | 219 | 292 | 292 | 306 | 409 |
| | Mittel ausgegl. | 394 | 350 | 321 | 306 | 321 | 336 | 336 | 336 | 350 |
| | „ „ in % | 98 | 87 | 80 | 76 | 80 | 83 | 83 | 83 | 87 |
| | Jungfraujoch in % | 96 | 91 | 89 | 89 | 90 | 92 | 91 | 89 | 88 |
| Leitfähigkeit | 20. Oktober | | | | | | | | | 26 |
| | 21. Oktober | 21 | 20 | 18 | 18 | 19 | 19 | 18 | 17 | 17 |
| | 22. Oktober | | | | | | | | | |
| | 23. Oktober | 28 | 27 | 30 | 28 | 24 | 22 | 23 | 23 | 23 |
| | 24. Oktober | 25 | 24 | 27 | 27 | 27 | 28 | 30 | 28 | 29 |
| | 25. Oktober | 34 | 30 | 22 | 20 | 21 | 30 | 26 | 25 | 31 |
| | Mittel ausgegl. | 26 | 26 | 24 | 24 | 24 | 24 | 24 | 24 | 25 |
| | „ „ in % | 110 | 108 | 102 | 99 | 99 | 102 | 102 | 101 | 105 |
| | Jungfraujoch in % | 114 | 114 | 114 | 114 | 111 | 109 | 109 | 109 | 106 |

stunden — sind an beiden Stationen, Jungfraujoch und Sonnblick, die gleichen, dürfen also mit Sicherheit als typisch für den Alpenkamm im Herbst angesehen werden.

Dieses Ergebnis verleiht den am Jungfraujoch gewonnenen Resultaten eine sehr wesentliche Stütze und sichert ihnen repräsentative Bedeutung

*stromes und der Leitfähigkeit auf dem Sonnblick an fünf ausgesuchten störungsteilen im Oktober 1950.*

gleich sind jeweils die Mittelwerte der Jungfraujoch-Registrierungen für Prozentdarstellung angegeben.

| 9—10 Uhr | 10—11 Uhr | 11—12 Uhr | 12—13 Uhr | 13—14 Uhr | 14—15 Uhr | 15—16 Uhr | 16—17 Uhr | 17—18 Uhr | 18—19 Uhr | 19—20 Uhr | 20—21 Uhr | 21—22 Uhr | 22—23 Uhr | 23—24 Uhr | Mittel |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 65 | 78 | 101 | 104 | 114 | 120 | 123 | 133 | 136 | 149 | 152 | 149 | 136 | 130 | 117 | |
| 81 | 81 | 91 | 107 | 120 | 133 | 133 | 127 | 130 | 133 | 136 | 136 | 133 | 123 | 114 | |
| 114 | 123 | 117 | 123 | 143 | 153 | 153 | 159 | 162 | 162 | 149 | 127 | 104 | 97 | 84 | |
| 88 | 91 | 94 | 94 | 94 | 91 | 91 | 94 | 88 | 72 | 75 | 85 | 88 | 88 | 81 | |
| 84 | 94 | 120 | 110 | | | | | | | | | | | | |
| 75 | 81 | 97 | 110 | 117 | 123 | 126 | 130 | 130 | 130 | 126 | 120 | 117 | 107 | 97 | 100 |
| 75 | 81 | 97 | 110 | 117 | 123 | 126 | 130 | 130 | 130 | 126 | 120 | 117 | 107 | 97 | |
| 79 | 77 | 81 | 94 | 109 | 121 | 127 | 130 | 133 | 133 | 131 | 131 | 126 | 113 | 97 | |
| 321 | 365 | 394 | 394 | 394 | 408 | 452 | 525 | 525 | 555 | 569 | 440 | 482 | 452 | 408 | |
| 204 | 204 | 234 | 292 | 336 | 365 | 306 | 262 | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | 790 | 730 | 540 | 423 | 408 | 394 | |
| | | | | | | | | | | | | 540 | 496 | 438 | |
| 467 | 481 | 467 | 482 | 482 | 482 | 438 | 394 | 380 | 380 | 423 | 496 | 453 | 408 | 365 | |
| 525 | 570 | 540 | 350 | | | | | | | | | | | | |
| 280 | 408 | 408 | 394 | 408 | 408 | 408 | 408 | 467 | 540 | 555 | 525 | 481 | 438 | 408 | 403 |
| 94 | 102 | 102 | 98 | 102 | 102 | 102 | 102 | 116 | 134 | 138 | 130 | 120 | 109 | 102 | |
| 85 | 80 | 79 | 82 | 89 | 99 | 110 | 116 | 122 | 126 | 127 | 128 | 125 | 117 | 106 | |
| 28 | 26 | 22 | 21 | 19 | 19 | 21 | 22 | 22 | 21 | 21 | 20 | 20 | 20 | 20 | |
| 14 | 14 | 14 | 15 | 15 | 15 | 13 | 12 | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | 27 | 27 | 24 | 23 | 24 | 26 | |
| | | | | | | | | | | | | 27 | 28 | 24 | |
| 30 | 30 | 28 | 29 | 29 | 30 | 28 | 23 | 24 | 30 | 32 | 33 | 29 | 26 | 25 | |
| 35 | 34 | 25 | 18 | | | | | | | | | | | | |
| 26 | 25 | 23 | 21 | 21 | 21 | 20 | 20 | 23 | 25 | 26 | 25 | 25 | 24 | 25 | 24 |
| 110 | 105 | 96 | 90 | 88 | 88 | 84 | 85 | 95 | 106 | 110 | 106 | 103 | 101 | 104 | |
| 106 | 103 | 98 | 87 | 82 | 79 | 85 | 89 | 90 | 93 | 93 | 93 | 95 | 100 | 109 | |

für den Alpenkamm; denn da die jetzt für den Herbst erwiesene Übereinstimmung der wesentlichen Züge im luftelektrischen Bild mit ziemlicher Sicherheit auch für die anderen Jahreszeiten erwartet werden darf, so zeigen offenbar die Registrierungen auf dem Jungfraujoch das für den Alpenkamm typische luftelektrische Bild.

### c) Niederschlagsladung und Feldrichtung in Schauer- und Gewitterwolken.

Das Hauptziel der auf dem Jungfraujoch durchgeführten luftelektrischen Messungen war, Registrierungen von ungestörten Tagen zu erhalten. Trotzdem wurde, soweit dies apparativ möglich war, auch bei gestörten Verhältnissen, d. h. in Schauer- und Gewitterwolken, gemessen. Im Laufe der drei Meßperioden ist dabei ein genügend großes Material angefallen, das recht interessante Ergebnisse über Niederschlagsladung und Feldstärke in Schauer- und Gewitterwolken enthält. Vor einer Zusammenstellung und Ausdeutung der Ergebnisse müssen wir jedoch einige Betrachtungen darüber anstellen, inwieweit die mit der verwendeten Feld- und Vertikalstrom-Registrierapparatur gemessenen Werte reell sind.

#### 1. Kritik der Meßapparatur.

Wie schon in der Apparaturbeschreibung [*1, 6*] angegeben, wurde der Potentialgradient mittels eines radioaktiven Kollektors mit nachgeschalteter Elektrometerröhre und Schreiber registriert. Hierzu kam als Vergleichsregistrierung in der dritten Meßperiode eine Feldmühle, deren Anzeige zur Feinauflösung auf einen Tintenschreiber mit schnellem Papiervorschub gegeben wurde, von der aber auch gleichzeitig ein Kreis des Fallbügelschreibers gesteuert wurde. Durch Vergleich der so auf demselben Registrierstreifen aufgezeichneten Feldstärkekurven wurde die Richtigkeit der Feldanzeige des Kollektors auch bei Niederschlag bestätigt. Nur bei sehr hohen Feldern blieb die Anzeige des Kollektors wegen der Sättigung hinter der der Feldmühle zurück. Bei starken Niederschlägen wäre es denkbar, daß die Kollektoranzeige durch die starke Niederschlagsladung gefälscht wird. Wie eine rohe Überschlagsrechnung und der experimentelle Befund zeigt, ist dies jedoch nicht der Fall. Nehmen wir den Übergangswiderstand des Kollektors zu rund $10^{9}$ Ohm an, so wäre für einen Spannungsabfall von 100 Volt ein Strom von $10^{-7}$ Amp. nötig. Da der Kollektor bei Schauer- und Gewitterwolken Spannungen von 1000 und mehr Volt annimmt, wäre eine Fehlanzeige von 100 Volt gerade noch tragbar. Wir müssen jetzt abschätzen, ob dem Kollektorsystem durch den größtmöglichen Niederschlagsstrom eine derartige Spannung von etwa 100 Volt erteilt werden kann. Aus der Arbeit von Simpson [*7*] entnehmen wir, daß Niederschlagsströme bis rund $10^{-12}$ Amp $cm^2$ vorkommen. Setzen wir die wirksame Auffangfläche des Kollektors und seiner Haltestange mit 200 $cm^2$ an, so errechnet sich daraus der größtmöglich zugeführte Niederschlagsstrom zu 2 bis $10^{-10}$ Amp. Wir sehen, daß der noch tragbar erscheinende Strom von $10^{-7}$ Amp. auch nicht im entferntesten erreicht wird. Wir können also den Einfluß des Niederschlagsstromes auf die Feldregistrierung bedenkenlos vernachlässigen.

Bei der Messung des Niederschlagsstromes mit Hilfe des Vertikalstrommetzes müssen wir erheblich mehr Einschränkungen machen. Prinzipiell wird durch das Netz immer der Leitungs- und der Konvek-

tionsstrom gemessen. Wir erhalten aber angenähert den Konvektionsstrom, sobald dieser den Leitungsstrom wesentlich überwiegt.

Daß dies bei Niederschlag fast immer der Fall ist, geht aus den Niederschlagsregistrierungen deutlich hervor. Nur bei ganz schwachem Schneefall (einzelnen Flocken) oder sehr schwachem Regen (Tropfen) überwiegt der Leitungsstrom und der Einfluß des Konvektionsstromes ist in der Registrierung nur schwach zu erkennen. Mit etwas stärker werdendem Niederschlag (Schnee 0, Regen 0) nimmt der Konvektionsstrom so rasch zu, daß der Leitungsstrom bald vollkommen überdeckt ist. Dies erkennt man sofort daran, daß die Empfindlichkeit des Meßkreises für den Vertikalstrom im Gegensatz zu dem für das Potentialgefälle stark zurückgesetzt werden muß, um den Registrierausschlag des Meßinstrumentes noch auf dem Papierstreifen zu halten. Ein zweiter Beweis für das Überwiegen des Konvektionsstromes ist die verschiedene Polarität zwischen der Feld- und Stromanzeige. Hier muß der Konvektions- den Leitungsstrom kompensieren, während der dann noch verbleibende Rest die Stromanzeige des Instrumentes steuert. Da der Niederschlagsstrom aber meistens 10- bis 100mal stärker ist als der Leitungsstrom, so kann man auch hierbei noch mit einer einigermaßen richtigen Anzeige rechnen.

Als nächstes Bedenken gegen eine reelle Anzeige des Niederschlagsstromes müssen wir bei Regen den Lenard-Effekt oder bei Schnee die Reibungselektrizität anführen. Daß diese Effekte, falls sie überhaupt wirksam sind, von der Niederschlagsladung übertönt werden, zeigt der Umstand, daß beide Polaritäten manchmal in dichtem Wechsel hintereinander auftreten. Nimmt man aber z. B. einen Lenard-Effekt als Ursache für die Aufladung des Stromnetzes an, so müßte der Regen eine Aufladung immer mit demselben Vorzeichen erzeugen. Ähnliche Überlegungen müßte man für den Schnee anstellen. Hier kommt noch hinzu, daß die Reibungselektrizität auch etwas von der Geschwindigkeit abhängen müßte, mit der die Schneeflocken auf das Netz oder an diesem vorbeigetrieben werden. Bei sanft auffallenden Schneeflocken dürfte das Netz keine Reibungselektrizität erhalten, dagegen müßte bei zunehmendem Wind die Aufladung immer stärker werden. Ein solcher Effekt konnte jedoch bei den vielen Registrierungen nicht beobachtet werden. Die bei Windstille langsam herabschwebenden Schneeflocken ergaben zum Teil größere Konvektionsströme als bei stürmischem Wind scharf gegen das Netz geblasene Schneeflocken. Weiterhin wäre zu berücksichtigen, daß beim Abtropfen des Regens vom Netz und ebenso beim Abfallen von ganzen Schneebatzen diese eine gewisse Influenzladung mitabführen. Diese Tropfkollektorwirkung muß aber vernachlässigbar klein sein; denn es ist bekannt, daß Tropfkollektoren noch hochohmiger betrieben werden müssen als etwa radioaktive Kollektoren. Ein Ableitwiderstand von viermal $10^{-10}$ Ohm, wie er zur Spannungsmessung beim Netz benutzt wurde, würde jede Tropfkollektorwirkung auf praktisch 0 herunterdrücken. Da das Abfallen von Schneestücken nun in sehr viel größeren Zeiträumen erfolgt, als sie etwa bei Tropffolge

des Tropfkollektors bestehen, so können wir diese Fehlerquelle vernachlässigen.

Eine genaue experimentelle Untersuchung, inwieweit die Stromregistrierung bei Niederschlag den Konvektionsstrom genügend genau wiedergibt, soll noch durchgeführt werden. Für die Untersuchungen auf Jungfraujoch können wir aber mit genügender Sicherheit annehmen, daß *zum mindesten die Polarität des Niederschlagsstromes richtig wiedergegeben wird.*

## 2. Ergebnisse.

In Tabelle 4 sind die Meßergebnisse nach folgenden Gesichtspunkten angeordnet. Spalte 1 enthält das Datum und Spalte 2 Anfang und Ende des Ereignisses. In Spalte 3a und b sind die meteorologischen Angaben mit den gebräuchlichen Zeichen angegeben. Dabei sind in 3a Grieseln, Graupeln, Regen und Gewitter mit folgenden Symbolen gekennzeichnet: △, ▲, ○ und ⌐⌙, während in 3b nur Schnee ✳ eingetragen ist. Die vierte Spalte zeigt die Polarität des Feldes und des Stromes an*, während die fünfte Spalte die Empfindlichkeit des Kreises zur Feldmessung und darunter die des Kreises zur Vertikalstrommessung enthält. Hierbei bedeutet die angegebene Zahl, um welchen Faktor die Werte gegenüber der Normalempfindlichkeit erhöht sind.

Beim flüchtigen Durchgehen der Tabelle fällt sofort ins Auge, daß in den Herbst- und Wintermonaten November, Februar und März nur Schnee bzw. Schneetreiben und Schneefegen mit positivem Feld und positivem Strom vorkommt. Die einzige Ausnahme hiervon bildet die Registrierung vom 9. November 1950, in der ein Graupelfall mit negativem Feld und Strom registriert wurde. Dies führt sofort auf den Gedanken, die reinen Graupelfälle der Sommermonate auf ihre Polarität hin anzusehen. Hierbei bemerken wir dann, daß von den neun reinen Graupelfällen sieben Fälle mit negativem Feld und Strom, zwei Fälle mit wechselndem positivem und negativem Feld und Strom auftreten. Dies legt die Vermutung nahe, daß Graupeln negativ geladen sind und ein negatives Feld erzeugen. Die Abweichungen hiervon erklären sich durch Betrachtung der übrigen Niederschlagsfelder. Ein Wechsel in der Polarität von Feld und Strom ist häufig dann zu beobachten, wenn ein Graupel- in einen Schneefall übergeht und umgekehrt. Ein häufiges Kennzeichen dieser Kombination ist das Gewitter. Hieraus können wir vermuten, daß bei den reinen Graupelfällen vom 13. Juli 1950, 15.50 Uhr bis 17.30 Uhr, und vom 20. Juli 1950 von 15.40 bis 19.30 Uhr der Übergang in Schnee der Beobachtung entgangen ist. Dies ist um so wahrscheinlicher, als damals noch gar nicht die Absicht bestand, die gestörten Fälle des luftelektrischen Feldes zu untersuchen, so daß die Angabe „Graupelschauer um 15.50 Uhr am 13. Juli 1950" mehr den allgemeinen Charakter des gestörten luftelektrischen Zustandes kennzeichnen sollte und nicht als

* „Normaler" Verlauf — Feldlinien abwärts gerichtet, positiver Stromzufluß zur Erdoberfläche — ist durch +, umgekehrter durch — gekennzeichnet.

Beweis anzusehen ist, daß dieser Graupelschauer bis 17.30 Uhr durchgehend aus Graupeln bestanden hat. Dasselbe gilt für die Registrierung vom 20. Juli 1950. Interessant ist es weiterhin, daß bei der Registrierung

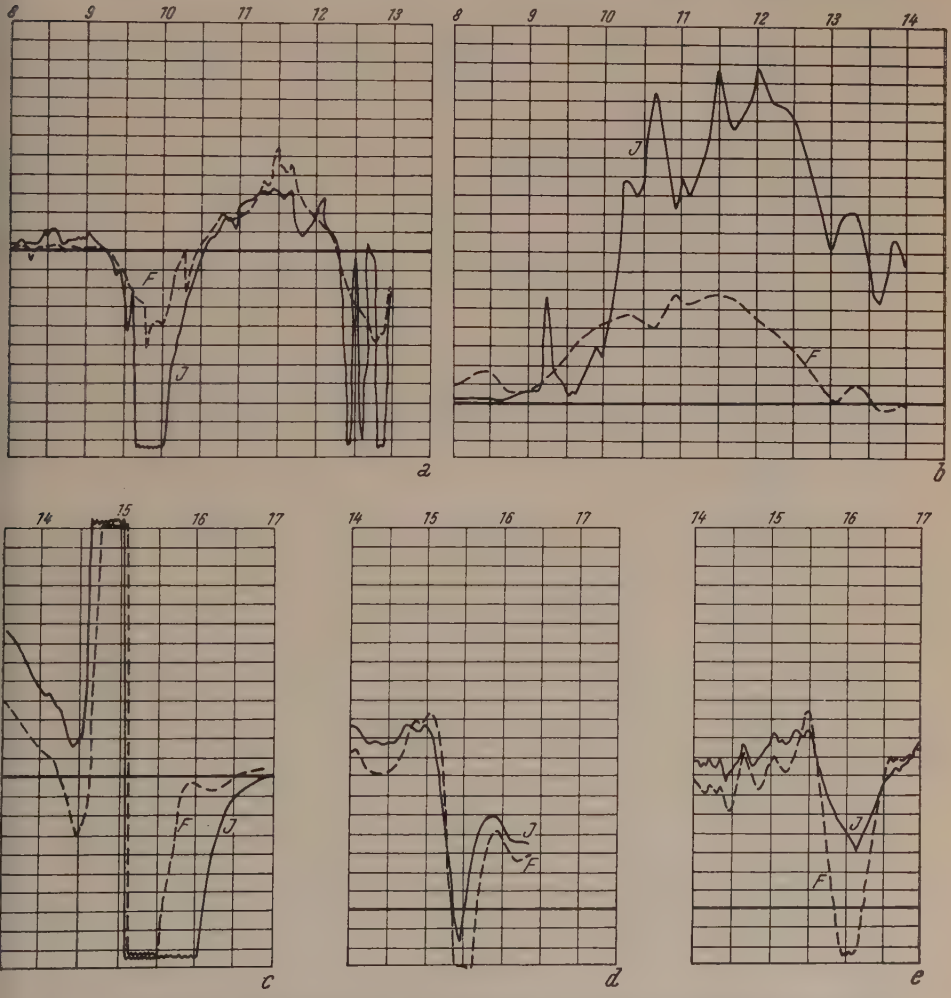


**Abb. 4.** Registrierungen des luftelektrischen Potentialgefälles $F$ und des Vertikalstromes $J$ am Jungfraujoch. *a* Reiner Graupelfall am 14. Juni 1950 von 9.30 bis 10.30 Uhr und 12.15 bis 13.00 Uhr. *b* Trockener Schneefall am 1. Juni 1950 von 10.00 bis 12.30 Uhr. *c* Gemischter Schnee-Graupelfall am 17. Juni 1950, 14.30 bis 15.05 Uhr Schnee, und 15.05 bis 15.30 Uhr Graupel. *d* Stationärer Cu am Jungfraujoch-Gipfel am 6. Juni 1950, 15.10 bis 15.45 Uhr. *e* Stationärer Cu am Jungfraujoch-Gipfel am 18. Juni 1950, 15.30 bis 16.30 Uhr.

vom 28. Juli 1950 bei dem Schneefall die Bemerkung „nasser Schnee" eingetragen ist, woraus sich hier die für Schnee ungewohnte negative Polarität erklären würde. Bei den Schneefällen der Wintermonate kann

Tabelle 4. *Polarität von Feld und Niederschlagsstrom in Gewitter- und Schauerwolken auf Jungfraujoch.*

(Für die meteorologischen Beobachtungen wurden folgende Symbole benutzt: Schnee *, Grieseln △, Graupeln △, Gewitter ⚡, Regen ○, Schneetreiben * ↑→, Schneefegen * ↓→, Schneesturm * St, Schauer ▽.)

Spalte 1: Datum; Spalte 2: Anfang und Ende; Spalte 3a: Grieseln, Graupeln, Regen, Schauer, Gewitter; Spalte 3b: Schnee, Schneetreiben, Schneefegen: Spalte 4: Polarität Feld oben, Polarität Niederschlagsladung unten; Spalte 5: Empfindlichkeit für Feld oben, für Niederschlagsstrom unten. Die angegebene Zahl bedeutet, um welchen Faktor die Werte gegenüber der Normalempfindlichkeit erhöht sind.

| 1 | 2 | | 3 | | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | a | b | | |
| 23. Mai 1950 | $14^{30}$ | $15^{00}$ | △ | * | −<br>+ | 3<br>4 |
| 23. Mai 1950 | $19^{00}$ | $23^{00}$ | | * | +<br>− | 1<br>9 |
| 26. Mai 1950 | $14^{30}$ | $16^{00}$ | △ | * | −<br>− | 3<br>70 |
| 26. Mai 1950 | $21^{00}$ | $23^{00}$ | △ | * | −−+<br>−++ | 1<br>4 |
| 27. Mai 1950 | $0^{00}$ | $1^{30}$ | | * ↑ ↓→ | +<br>+ | 3<br>9 |
| 31. Mai 1950 | $15^{50}$ | $17^{00}$ | | $*^{0}$ | +<br>+ | 1<br>9 |
| 1. Juni 1950 | $10^{00}$ | $12^{30}$ | | $*^{0}$ | +<br>+ | 1<br>9 |
| 1. Juni 1950 | $13^{00}$ | $16^{30}$ | △△ | | −<br>− | 1<br>9 |
| 2. Juni 1950 | $14^{30}$ | $17^{00}$ | | * | −<br>− | 1<br>9 |
| 3. Juni 1950 | $13^{00}$ | $15^{30}$ | $△^{0}$ | | − | 1<br>9 |

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 12. Juni 1950 | $12^{15}$ | $15^{00}$ | △ ◹ | * | −+−+− | 17 |
| | | | | | −+−+− | 70 |
| 13. Juni 1950 | $11^{30}$ | $12^{25}$ | | * | + | 17 |
| | | | | | + | 70 |
| 13. Juni 1950 | $15^{00}$ | $15^{10}$ | | * | + | 3 |
| | | | | | + | 9 |
| 13. Juni 1950 | $16^{15}$ | $16^{30}$ | △ | * | +− | 17 |
| | | | | | +− | 9 |
| 14. Juni 1950 | $9^{30}$ | $10^{30}$ | △ | | − | 1 |
| | | | | | − | 9 |
| 14. Juni 1950 | $12^{30}$ | $13^{00}$ | △ △ | | − | 1 |
| | | | | | − | 9 |
| 15. Juni 1950 | $13^{45}$ | $15^{10}$ | | $*^0$ — $*^1$ | − | 17 |
| | | | | | − | 70 |
| 15. Juni 1950 | $18^{10}$ | $20^{00}$ | | * ↑ → | − | 3 |
| | | | | | − | 4 |
| 16. Juni 1950 | $6^{30}$ | $6^{45}$ | △ | | − | 3 |
| | | | | | − | 9 |
| 16. Juni 1950 | $8^{48}$ | $10^{00}$ | △ | * | − | 1 |
| | | | | | − | 4 |
| 16. Juni 1950 | $13^{20}$ | $14^{00}$ | △ | | − | 1 |
| | | | | | − | 4 |
| 16. Juni 1950 | $15^{50}$ | $17^{30}$ | △ | * | +++−+ | 3 |
| | | | | | +−+−+ | 4 |
| 17. Juni 1950 | $7^{50}$ | $8^{20}$ | △ | | − | 1 |
| | | | | | − | 1 |
| 17. Juni 1950 | $8^{30}$ | $8^{40}$ | △ | | − | 1 |
| | | | | | − | 1 |
| 17. Juni 1950 | $9^{15}$ | $11^{00}$ | △ ◹ | | −+−+ | 3 |
| | | | | | −+−+ | 70 |

*(Fortsetzung S. 90)*

*(Fortsetzung von Tab. 4)*

| 1 | 2 | | 3 a | 3 b | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 17. Juni 1950 | $14^{30}$ | $16^{10}$ | △ | * | + | 3 |
| | | | | | + — | 4 |
| 19. Juni 1950 | $18^{30}$ | $19^{30}$ | △ ⌐ | * | — | 1 |
| | | | | | — | 1 |
| 25. Juni 1950 | $13^{00}$ | $15^{00}$ | △ ⌐ | | — + — + | 1 |
| | | | | | — — — — | 1 |
| 3. Juli 1950 | $12^{30}$ | $13^{00}$ | △ ⌐ | | + + + | 1 |
| | | | | | + + | 1 |
| 10. Juli 1950 | $8^{50}$ | $10^{30}$ | △ ▽ ⌐ | | + — | 1 |
| | | | | | + — | 1 |
| 10. Juli 1950 | $14^{30}$ | $15^{30}$ | △ ⌐ | | — | 1 |
| | | | | | | 1 |
| 13. Juli 1950 | $15^{50}$ | $17^{30}$ | △ | | — + — + | 1 |
| | | | | | — + — + | 1 |
| 14. Juli 1950 | $12^{50}$ | $15^{00}$ | ○ △ ⌐ | | — + — + | 1 |
| | | | | | — + — — | 1 |
| 20. Juli 1950 | $2^{50}$ | $4^{15}$ | △ | | — | 1 |
| | | | | | — | 1 |
| 20. Juli 1950 | $15^{40}$ | $19^{30}$ | △ | | - + - + — + | 1 |
| | | | | | — + — — — - | 1 |
| 22. Juli 1950 | $6^{20}$ | $7^{00}$ | | *⁰ | — | 1 |
| | | | | | | 1 |
| 22. Juli 1950 | $15^{40}$ | $24^{00}$ | ○ △ ⌐ | * | - + — + — + - - | 1 |
| | | | | | — + - - - - - - | 1 |
| 26. Juli 1950 | $13^{00}$ | $18^{00}$ | ○ | * | — + — + — + — + — + | 1 |
| | | | | | — + — + — + — + — + | 1 |

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 28. Juli 1950 | $12^{00}$ | $12^{20}$ | △ ▽ | | — — | 1 1 |
| 28. Juli 1950 | $16^{15}$ | $20^{00}$ | | * naß | · + — — — — | 1 1 |
| 1. August 1950 | $0^{45}$ | $6^{00}$ | △ | | — — | 1 1 |
| 9. Oktober 1950 | $6^{50}$ | $7^{10}$ | | * 0 | + + | 1 1 |
| 11. Oktober 1950 | $0^{00}$ | $15^{00}$ | | * ↑ → \| | + + | 1 1 |
| 12. Oktober 1950 | $6^{50}$ | $7^{30}$ | | * ↑ → \| | + + | 1 1 |
| 16. Oktober 1950 | $14^{00}$ | $23^{00}$ | △ | * 0 | + — + — + — + — | 1 1 |
| 17. Oktober 1950 | $4^{00}$ | $9^{00}$ | | * | — + | 1 1 |
| 26. Oktober 1950 | $10^{00}$ | $24^{00}$ | | * | + + | 1 1 |
| 27. Oktober 1950 | $0^{00}$ | $17^{00}$ | | * ↑ → \| | + + | 3 70 |
| 28. Oktober 1950 | $2^{30}$ | $9^{30}$ | | * | + + | 3 9 |
| 2. November 1950 | $15^{20}$ | $21^{30}$ | | * | + + | 1 9 |
| 3. November 1950 | $0^{00}$ | $24^{00}$ | | * * ↑ → \| | + + | 1 1 |
| 4. November 1950 | $0^{00}$ | $20^{00}$ | | * ↑ → \| | + + | 1 70 |
| 7. November 1950 | $16^{30}$ | $24^{00}$ | | * Krist. | + + | 1 1 |

*(Fortsetzung S. 92)*

(Fortsetzung von Tab. 4)

| 1 | 2 | | 3 a | 3 b | 4 | 5 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 8. November 1950 | $0^{00}$ | $16^{00}$ | | * * ↑ → ↓ | + | 1 |
| | | | | | + | 70 |
| 9. November 1950 | $23^{00}$ | $24^{00}$ | △ | | — | 1 |
| | | | | | — | 1 |
| 11. November 1950 | $7^{30}$ | $24^{00}$ | | * St | + | 1 |
| | | | | | + | 9 |
| 12. November 1950 | $0^{00}$ | $24^{00}$ | | * St | + | 1 |
| | | | | | + | 9 |
| 13. November 1950 | $0^{00}$ | $24^{00}$ | | * St | + | 1 |
| | | | | | + | 9 |
| 14. November 1950 | $0^{00}$ | $24^{00}$ | | * | + | 1 |
| | | | | | + | 9 |
| 15. November 1950 | $0^{00}$ | $24^{00}$ | | * | + | 1 |
| | | | | | + | 9 |
| 19. November 1950 | $0^{00}$ | $24^{00}$ | | * ↓ → * | + | 1 |
| | | | | | + | 9 |
| 21. November 1950 | $0^{00}$ | $16^{00}$ | | * ↓ → * | + — + | 1 |
| | | | | | + + + | 4 |
| 24. Februar 1950 | $5^{00}$ | $17^{00}$ | | * | + | 3 |
| | | | | | + | 70 |
| 1. März 1951 | $16^{00}$ | $21^{00}$ | | * ↓ → | + | 1 |
| | | | | | + | 1 |
| 2. März 1951 | $11^{00}$ | $17^{00}$ | | * ↓ → | + | 3 |
| | | | | | + | 9 |
| 11. März 1951 | $5^{00}$ | $24^{00}$ | | * St | + | 1 |
| | | | | | + | 9 |
| 12. März 1951 | $12^{00}$ | $14^{00}$ | | * ↓ → | + | 1 |
| | | | | | + | 1 |
| 15. März 1951 | $19^{30}$ | $22^{00}$ | | * St | + | 1 |

es sich durchweg nur um trockenen Schnee gehandelt haben. Man kann deshalb schließen, daß Schnee mit negativer Polarität in den Sommermonaten nasser Schnee gewesen ist.

Aus all diesen Registrierungen läßt sich etwa folgende Schlußfolgerung ziehen: Trockener Schnee, d. h. Schnee als reines Sublimationsprodukt trägt immer eine positive Ladung und erzeugt ein positives Feld. Setzt nun Kondensation ein, so ist der Übergang des Schnees in nassen Schnee, Grieseln, Reif oder Frostgraupeln je nach Stärke der Kondensation gegeben, wobei der Niederschlag jetzt eine negative Ladung annimmt und ein negatives Feld erzeugt. Der Wechsel von Polarität der Niederschlagsladung und des Feldes deutet darauf hin, daß bei der jeweiligen Registrierung ein Wechsel von trockenem und nassem Schnee (zu diesem wollen wir auch Grieseln, Reif oder Frostgraupeln zählen) stattgefunden hat. Es ist nun besonders bemerkenswert, daß eine Gewitterbeobachtung meistens dann gemacht wurde, wenn ein Hintereinander von Graupeln und Schnee bzw. Regen und Schnee notiert ist. In Abb. 4*a* bis *c* ist je ein typisches Registrierbeispiel für reinen Graupelfall, trockenen Schneefall und einen gemischten Schneegraupelfall wiedergegeben.

Bei Schneefegen besteht der Schnee immer aus trockenem Schnee. Es nimmt daher nicht Wunder, daß auch hier immer positive Polarität von Feld und Konvektionsstrom gemessen wurde. Dies steht in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von Scholz in Franz-Josephs-Land [7]. Die von J. Küfтner beobachtete vorwiegende Gegenpolarität von Niederschlagsladung und Feld beschränkte sich bei diesen Beobachtungen auf vorübergehende Fälle. War z. B. bei einem Graupelschauer die Polarität des Niederschlages negativ, so konnte es vorkommen, daß das Feld, welches im allgemeinen auch negatives Vorzeichen hatte, für etwa eine halbe Stunde zu positiven Werten überging, danach aber wieder zu negativen Werten zurückkehrte.

Zum Abschluß seien in den Abb. 4*d* und 4*e* zwei Registrierungen von zwei kräftigen Kumuluswolken am Jungfraujoch-Gipfel wiedergegeben. Es wurde kein Niederschlag aus diesen Wolken beobachtet. Trotzdem zeigt die negative Polarität von Feld und Strom (hier handelt es sich um reinen Leitungsstrom), daß im Unterteil der Wolke die negative Ladung gesessen haben muß. Auffallend war die Regelmäßigkeit dieser Erscheinung. An jedem warmen Sommertag bildete sich dieser Kumulus in den Nachmittagsstunden zwischen 14 und 15 Uhr und löste sich meistens etwa 16.30 bis 17 Uhr auf. Feld- und Stromregistrierungen waren in allen diesen Fällen, wie aus den Abb. 4d und 4e hervorgeht, außerordentlich ähnlich.

Zum Schlusse möchten wir auch an dieser Stelle nochmals den Herren Kollegen und Institutionen in der Schweiz, deren liebenswürdige Unterstützung uns die Durchführung der Arbeiten auf dem Jungfraujoch ermöglicht hat, unseren verbindlichsten Dank aussprechen. In gleicher Weise gebührt unser Dank den Herren Kollegen in Österreich sowie der Wiener Meteorologischen Zentralanstalt und der Flugwetterwarte Salzburg, deren stets entgegenkommende Unterstützung uns die Paralleluntersuchungen auf dem Sonnblick ermöglichte. Ferner haben das frühere Kultministerium von

Württemberg-Hohenzollern in Tübingen durch geldliche Unterstützung bei der Gerätebeschaffung und die Deutsche Forschungsgemeinschaft durch Besoldung einer Rechenhilfe wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Auch ihnen sei nochmals verbindlichst gedankt!

## Literatur.

1. Israël, H., H. W. Kasemir und K. Wienert: Luftelektrische Tagesgänge und Massenaustausch im Hochgebirge der Alpen. Die luftelektrischen Verhältnisse am Jungfraujoch (3470 m) I. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **3**, 357—381 (1951).
2. Israël, H.: Zur Entwicklung der luftelektrischen Grundanschauungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **3**, 1—16 (1950).
3. — Zum Tagesgang des luftelektrischen Potentialgefälles II. Potentialgefälle und Dampfdruck. Ber. d. Dtsch. Wetterd. US-Zone **6**, Nr. 38, 409—411 (1952).
4. — The atmospheric electric field and its meteorological causes. "Thunderstorm electricity" edited by Horace R. Byers, S. 4—23. Chicago 1953.
5. — Luftelektrizität und Meteorologie. Ber. d. Dtsch. Wetterd. US-Zone **5**, Nr. 35, 217—223 (1952).
6. Kasemir, H. W.: An apparatus for simultaneous registration of potential gradient and air-earth current. J. Atm. Terr. Phys. **2**, 32—37 (1951).
7. Scholz, J.: Luftelektrische Messungen auf Franz-Josephs-Land während des II. internationalen Polarjahres 1932—33. Transact. Arctic Inst. Leningrad 1935.
8. Küttner, J.: Ist die Wolkenluft oder der Niederschlag Träger der Hauptladungen im Gewitter? Meteor. Rundsch. **3**, 145—147 (1950).

550.37

# Der scheinbare spezifische Widerstand einer geneigten ebenen Schichte.

Von

**A. Huber**, Wien.

Mit 9 Textabbildungen.

**Zusammenfassung.** Ausgehend von der streng gültigen Darstellung des elektrischen Potentials für einen Keil wird der scheinbare spezifische Widerstand für eine parallele und eine senkrechte Lage der Meßbasis gegenüber dem Ausbiß einer ebenen geneigten Schichtgrenze abgeleitet. Die Vergleichung der Widerstandskurven mit gewöhnlichen Zweischichtkurven ergibt Hinweise auf mögliche Irrtümer bei der Auswertung geoelektrischer Tiefenmessungen. Ferner werden der Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes beim Überqueren eines Ausbisses mit einer Horizontalsonde und die Ermittlung des Streichens einer Schichtgrenze mittels einer Kreissonde gezeigt. Schließlich werden die theoretischen Grundlagen für die Untersuchung des Einflusses von Abhängen auf geoelektrische Tiefenmessungen entwickelt.

**Summary.** Starting from the rigorous representation of the electrical potential for a wedge the apparent specific resistance is derived for both a parallel and a normal direction of the measuring basis with regard to the outcrop of an even inclined stratum boundary. Comparison of the resistance curves with the normal two-layer curves indicates possible errors in evaluating geoelectric soundings. Furthermore it is shown how the apparent specific resistance varies when an outcrop is being crossed with a horizontal sonde and how the direction of a stratum boundary can be determined by radial sounding. Finally, the theoretical bases for investigation of the influence of slopes on geoelectric soundings are developed.

**Résumé.** Après avoir représenté exactement le potentiel électrique pour un coin, l'auteur déduit la résistance spécifique apparente pour les cas où la base des mesures est parallèle ou perpendiculaire à l'affleurement de la limite plane inclinée de deux couches géologiques. La comparaison des courbes de résistance et des courbes habituelles entre deux couches donne des renseignements quant à des erreurs probables lors de l'élaboration de mesures géoélectriques de profondeur. L'auteur montre ensuite la valeur de la résistance spécifique apparente quand on traverse un affleurement au moyen d'une sonde horizontale et la manière de déterminer la direction de

la limite de deux couches au moyen d'une sonde circulaire. Enfin il développe les bases théoriques pour l'étude de l'influence des pentes sur des mesures géoélectriques de profondeur.

Schon wenige Jahre, nachdem J. N. Hummel [2, 3] den Begriff des scheinbaren spezifischen Widerstandes (sch. W.) geprägt und seine Bedeutung für die Auffindung *horizontaler* ebener Schichten dargelegt hatte, wurden Versuche unternommen, aus dem durch die bekannten Meßverfahren sich ergebenden Verlauf des sch. W. auch *geneigte* ebene Schichtgrenzen zu bestimmen. Von derartigen Versuchen seien hier nur die von F. Tölke [7] und von M. Unz [8] erwähnt, die beide die Methode der elektrischen Bilder benützen, die jedoch hier nur dann angebracht wäre, wenn die Medien durch *Voll*-Ebenen voneinander getrennt würden. Tölke ist zwar bemüht, die Randbedingungen wenigstens entlang der geneigten Schichtgrenze zu erfüllen (S. 282ff), ignoriert aber die eine Hälfte der ebenen Erdoberfläche. Da er von seinem umfangreichen Formelapparat weiter keinen Gebrauch macht und später (S. 290ff) nur den einer elementaren Behandlung zugänglichen Fall einer saigeren Schichtgrenze ausführlich erörtert, ist ihm der Fehler in seinen Überlegungen verborgen geblieben. Unz dagegen spricht nur ab und zu von Randbedingungen, ohne sich weiter um sie zu kümmern, rechnet aber mit seinen Formeln einige Fälle für spitze Neigungswinkel vollständig durch und bemerkt dabei an einigen Stellen eklatante Unstimmigkeiten, die er durch etwas willkürliche Korrekturen zu beseitigen trachtet. Mag man die Konstruktionen dieser beiden Autoren auch als Näherungslösungen des Problemes gelten lassen, so haftet ihnen doch der schwere Mangel an, daß sie nur für *spitze* Neigungswinkel $\nu = \pi/n$ $(n = 2, 3, 4 \ldots)$ brauchbar sind. Infolge dieser Einschränkung entziehen sich jedoch solche Fälle der Untersuchung, in denen die geneigte Schichtgrenze *nicht unterhalb* der Meßanordnung liegt oder wo Elektroden und Sonden zu *beiden Seiten des Ausbisses* sich befinden.

Obwohl bereits in einigen Arbeiten aus dem 19. Jahrhundert Ansätze zu einer strengen Lösung der hier vorliegenden Randwertaufgabe enthalten sind, wurde sie doch erst vor 14 Jahren von S. O. Rice [5] für das elektrostatische Feld explizite angegeben. Die von Rice gefundene Integraldarstellung des Potentials für einen Keil erinnert an die für parallele ebene Schichten [6] und für Drehzylinder [1], es treten jedoch hier an Stelle von Bessel-, bzw. von trigonometrischen Funktionen gewisse, heute numerisch noch kaum zugängliche allgemeine Kugelfunktionen auf. Darin mag wohl auch einer der Gründe liegen, warum jene Lösung bis jetzt noch nicht für die Geoelektrik fruchtbar gemacht wurde. Dies ist nun in dem vorliegenden Aufsatz in einem Umfang geschehen, soweit es eben einem einzelnen in Anbetracht der dazu erforderlichen mühsamen Rechenarbeit möglich ist.

Da schon von vornherein zu erwarten ist, daß sich die für eine geneigte ebene Schichtgrenze ergebenden Widerstandskurven bei manchen Meß-

anordnungen von gewöhnlichen Zweischichtkurven kaum unterscheiden würden, war ich insbesondere bestrebt, *Kriterien* für das Vorhandensein einer geneigten Schichtgrenze zu finden und auf die mitunter geradezu *absurden* Ergebnisse hinzuweisen, zu denen die Auswertung einer aus Feldmessungen über einer geneigten Schichtgrenze konstruierten Widerstandskurve mit den üblichen Hilfsmitteln führen kann. Es ist überhaupt abwegig, über einer geneigten Schichtgrenze Tiefenmessungen vornehmen zu wollen, denn eine solche ist ja durch ihren *Ausbiß* und ihren *Neigungswinkel* vollkommen bestimmt. Die Lage des Ausbisses, der etwa durch eine dünne Humusschichte verdeckt sein kann, läßt sich durch eine Kreis- bzw. durch eine Horizontalsonde ermitteln. Erweist er sich in hinlänglicher Ausdehnung als eine Gerade, dann hat man nur mehr den Neigungswinkel zu finden, indem man den asymptotischen Wert des sch. W. für eine dem Ausbiß parallele Meßbasis aufsucht. Ob eine geneigte Schichtgrenze auch noch in einiger Entfernung von einem geradlinigen Ausbiß als Ebene betrachtet werden darf, läßt sich durch die hier entwickelten Hilfsmittel natürlich höchstens mehr oder weniger wahrscheinlich machen, indem man entlang einiger Parallelen zum Ausbiß die jeweiligen asymptotischen Werte des sch. W. ermittelt. Ihre Übereinstimmung wird man wohl als ein Zeichen dafür betrachten dürfen, daß die Schichtgrenze auch in größeren Tiefen noch dieselbe Neigung hat, also eine Ebene sein wird. Noch viel gewagter wäre es, Schlüsse auf zwei einander parallele geneigte Schichtgrenzen zu ziehen. Es dürfte kaum gelingen, dem hier benützten analoge Ansätze für das Potential zu finden, mit denen man die entsprechenden Randbedingungen erfüllen könnte.

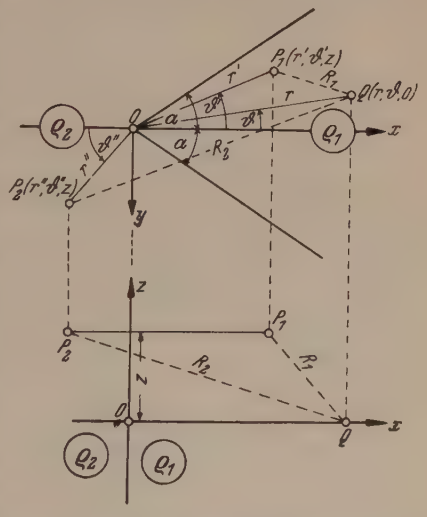


Abb. 1. Zum Potential eines dielektrischen Keiles.

## I. Das Potential eines Keiles.

Es sei der ganze Raum von zwei Medien mit den spezifischen Widerständen $\varrho_1$ und $\varrho_2$ erfüllt, die durch zwei Halbebenen voneinander getrennt sind, die den Winkel $2\,\alpha$ einschließen und deren Schnittgerade die $z$-Achse je eines Zylinderkoordinatensystemes sein soll (Abb. 1). Ihre Polarachsen liegen in der Symmetrieebene des Keiles und unterscheiden sich voneinander bloß durch ihre Orientierung. Die $xy$-Ebene enthalte den Quellpunkt $Q$, der sich im *Inneren* des Mediums ($\varrho_1$) befinde und

nicht in einer der beiden Halbebenen liegen darf, also $|\vartheta| < \alpha$. Werden ferner der Kürze wegen

$$s' = \frac{r^2 + r'^2 + z^2}{2\,r \cdot r'} = \mathfrak{Cof}\,\psi' \geqq 1 \tag{1}$$

und $\overline{Q\,P} = R$ gesetzt und fließt aus $Q$ ein Strom von der Stärke $J$ in das Medium $(\varrho_1)$, dann lauten die von RICE für das elektrostatische Feld gegebenen Darstellungen des Potentiales in unserem Fall:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= \frac{J \cdot \varrho_1}{4\pi} \cdot \left\{ \frac{1}{R} + \frac{i}{\pi \cdot \sqrt{r \cdot r'}} \cdot \int_{-i\cdot\infty}^{i\cdot\infty} \mathfrak{Q}_{\lambda - 1/2}(s') \cdot f(\lambda, \vartheta') \cdot d\lambda \right\} \\ &\qquad\qquad |\vartheta'| \leqq \alpha \\ V_2 &= \frac{i \cdot J \cdot \varrho_1}{4\pi^2 \cdot \sqrt{r \cdot r''}} \cdot \int_{-i\cdot\infty}^{i\cdot\infty} \mathfrak{Q}_{\lambda - 1/2}(s'') \cdot g(\lambda, \vartheta'') \cdot d\lambda \\ &\qquad\qquad |\vartheta''| \leqq \pi - \alpha = \beta. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Dabei ist $\mathfrak{Q}_{\lambda - 1/2}(s)$ die allgemeine Kugelfunktion zweiter Art,

$$\left.\begin{aligned} f(\lambda, \vartheta') &= \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{2\,\varrho_2} \cdot \frac{\sin 2\lambda\beta}{\sin \lambda\pi} \cdot \left[ \frac{\cos\lambda\vartheta \cdot \cos\lambda\vartheta'}{D_{\alpha\beta}} - \frac{\sin\lambda\vartheta \cdot \sin\lambda\vartheta'}{D_{\beta\alpha}} \right] \\ g(\lambda, \vartheta'') &= \frac{\cos\lambda\vartheta \cdot \cos\lambda\vartheta''}{D_{\alpha\beta}} + \frac{\sin\lambda\vartheta \cdot \sin\lambda\vartheta''}{D_{\beta\alpha}}, \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

und mit

$$k = \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1} = \frac{q-1}{q+1} \quad (q = \varrho_2/\varrho_1):$$

$$\left.\begin{aligned} D_{\alpha\beta} &= \sin\lambda\alpha \cdot \cos\lambda\beta + \frac{\varrho_1}{\varrho_2} \cdot \cos\lambda\alpha \cdot \sin\lambda\beta = \\ &= \frac{1}{1+k} \cdot [\sin\lambda\pi + k \cdot \sin\lambda(2\alpha - \pi)] \\ D_{\beta\alpha} &= \sin\lambda\beta \cdot \cos\lambda\alpha + \frac{\varrho_1}{\varrho_2} \cdot \cos\lambda\beta \cdot \sin\lambda\alpha = \\ &= \frac{1}{1+k} \cdot [\sin\lambda\pi - k \cdot \sin\lambda(2\alpha - \pi)]. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Die Integrale in (2) lassen sich zwar mittels des Residuensatzes in Reihen entwickeln, die aber nur sehr langsam konvergieren, weil $\mathfrak{Q}_{\lambda - 1/2}$ mit wachsendem $\lambda$ nur wie $\lambda^{-1/2}$ abnimmt. Da außerdem m. W. die Funktion $\mathfrak{Q}_{\lambda - 1/2}(s)$ noch nicht tabuliert ist, scheint es zweckmäßiger zu sein, diese Integrale über die reelle Achse zu erstrecken $(\lambda \to i\,\lambda)$. Dabei werden mit

$$D(\lambda; \alpha, k) = k^2 \cdot \mathfrak{Sin}^2\lambda(2\alpha - \pi) - \mathfrak{Sin}^2\lambda\pi:$$

$$\left.\begin{aligned} f(i\lambda, \vartheta') &= i \cdot F(\lambda, \vartheta') = i \cdot k \cdot \frac{\mathfrak{Sin}\,2\lambda(\pi - \alpha)}{\mathfrak{Sin}\,\lambda\pi} \cdot \\ &\quad \cdot \frac{\mathfrak{Sin}\,\lambda\pi \cdot \mathfrak{Cof}\,\lambda(\vartheta - \vartheta') - k \cdot \mathfrak{Sin}\,\lambda(2\alpha - \pi) \cdot \mathfrak{Cof}\,\lambda(\vartheta + \vartheta')}{D(\lambda; \alpha, k)} \\ g(i\lambda, \vartheta'') &= i \cdot G(\lambda, \vartheta'') = i \cdot (1+k) \cdot \\ &\quad \cdot \frac{\mathfrak{Sin}\,\lambda\pi \cdot \mathfrak{Cof}\,\lambda(\vartheta' + \vartheta'') - k \cdot \mathfrak{Sin}\,\lambda(2\alpha - \pi) \cdot \mathfrak{Cof}\,\lambda(\vartheta - \vartheta'')}{D(\lambda; \alpha, k)}, \end{aligned}\right\} \tag{3'}$$

also ungerade Funktionen von $\lambda$. Man hat daher statt (2):

$$V_1 = \frac{J \cdot \varrho_1}{4\pi} \cdot \left\{ \frac{1}{R_1} - \frac{i}{\pi \sqrt{r \cdot r'}} \cdot \int_0^\infty [\mathfrak{Q}_{i\lambda - 1/2}(s') - \mathfrak{Q}_{-i\lambda - 1/2}(s')] \cdot F(\lambda, \vartheta') \cdot d\lambda \right\}$$

$$V_2 = -\frac{i \cdot J \cdot \varrho_1}{4\pi^2 \sqrt{r \cdot r''}} \cdot \int_0^\infty [\mathfrak{Q}_{i\lambda - 1/2}(s'') - \mathfrak{Q}_{-i\lambda - 1/2}(s'')] \cdot G(\lambda, \vartheta'') \cdot d\lambda,$$

wobei nun ([4], S. 62):

$$\mathfrak{Q}_{i\lambda - 1/2}(s) - \mathfrak{Q}_{-i\lambda - 1/2}(s) = 2i \cdot Im\{\mathfrak{Q}_{i\lambda - 1/2}(s)\} = -i\pi \cdot \mathfrak{Tg}\,\lambda\pi \cdot \mathfrak{P}_{i\lambda - 1/2}(s).$$

Setzt man mit $s = \mathfrak{Cof}\,\psi$:

$$-\frac{2}{\pi} \cdot Im\{\mathfrak{Q}_{i\lambda - 1/2}(s)\} = \mathfrak{Tg}\,\lambda\pi \cdot \mathfrak{P}_{i\lambda - 1/2}(\mathfrak{Cof}\,\psi) = Q(\lambda, \psi),$$

so erhält man schließlich die folgenden Darstellungen für das Potential:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= \frac{J \cdot \varrho_1}{4\pi} \cdot \left[ \frac{1}{R_1} - \frac{1}{\sqrt{r \cdot r'}} \cdot \int_0^\infty Q(\lambda, \psi') \cdot F(\lambda, \vartheta') \cdot d\lambda \right] \\ V_2 &= -\frac{J \cdot \varrho_1}{4\pi \sqrt{r \cdot r''}} \cdot \int_0^\infty Q(\lambda, \psi'') \cdot G(\lambda, \vartheta'') \cdot d\lambda. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Von gewissen Sonderfällen abgesehen, wird es nicht möglich sein, diese Integrale durch bekannte Funktionen auszudrücken, und daher wurde die Funktion $Q(\lambda, \psi)$ mit einer für den hier verfolgten Zweck hinreichenden Genauigkeit für $0 \leqq \lambda \leqq 10$ und $0 \leqq \psi \leqq 5$ in monatelanger Arbeit tabuliert.

Den Aufgaben der Geoelektrik liegt meistens die Annahme zugrunde, daß sich die Elektroden und die Sonden auf der ebenen Erdoberfläche befinden, so daß die ja für den Vollraum gültigen Potentiale (5) nicht ohne weiteres dafür brauchbar sind. Sieht man also von Messungen in sehr tief liegenden Stollen ab, bei denen der Einfluß der Erdoberfläche sicher vernachlässigt werden darf, so hat man diesen in bekannter Weise durch Spiegelung zu berücksichtigen, wobei der Faktor $4\pi$ in den Nennern von (5) durch $2\pi$ zu ersetzen ist. Wir wollen jedoch den praktisch kaum interessanten Fall einer vertikalen Keilkante beiseite lassen, in dem die Formeln (5) in ihrer vollen Allgemeinheit herangezogen werden müßten, und unseren weiteren Betrachtungen die Annahme zugrunde legen, daß sich die Keilkante in der ebenen Erdoberfläche befinde. Dann muß diese als Symmetrieebene des Keiles gewählt, also $\vartheta = \vartheta' = \vartheta'' = 0$ gesetzt werden, wenn die Elektroden und die Sonden auf ihr liegen. Dann ist auch das Feld selber symmetrisch bezüglich der Erdoberfläche

$y = 0$, die sodann eine Strömungsfläche ist, also $\left.\frac{\partial V_i}{\partial y}\right|_{y=0} = 0$, wobei $i = 1, 2$, je nachdem $\vartheta' = 0$, bzw. $\vartheta'' = 0$[1]. Wenn sich jedoch, wie bei Messungen in Bohrlöchern, eine oder, wie bei Messungen in nicht sehr tiefen Stollen, beide Elektroden im Erdinneren befinden, dann müssen noch ihre Spiegelbilder bezüglich der ebenen Erdoberfläche hinzugefügt werden, um ein symmetrisches Feld zu erhalten. Wir wollen aber nur den Fall $\vartheta = \vartheta' = \vartheta'' = 0$ weiter ausführen, für den aus (3′) folgt:

$$\left.\begin{aligned} F(\lambda, 0) &= -k \cdot \frac{\mathfrak{Sin}\, 2\lambda(\pi - \alpha)}{\mathfrak{Sin}\, \lambda\pi \cdot [\mathfrak{Sin}\, \lambda\pi + k \cdot \mathfrak{Sin}\, \lambda(2\alpha - \pi)]} = \\ &= -k \cdot \varphi(\lambda; \alpha, k) \\ G(\lambda, 0) &= -\frac{1 + k}{\mathfrak{Sin}\, \lambda\pi + k \cdot \mathfrak{Sin}\, \lambda(2\alpha - \pi)} = \\ &= -(1 + k) \cdot \chi(\lambda; \alpha, k), \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

womit man nun für jede beliebige Lage des Quell- und des Feldpunktes nach (5) das Potential und damit auch den sch. W. für eine jede Meßanordnung berechnen kann.

## II. Meßrichtung parallel zum Ausbiß.

In diesem Fall bleiben die Elektroden und die Sonden stets auf demselben Medium ($\varrho_1$), das Potential ist also durch $V_1$ allein in (5) gegeben. Da wir den Verlauf des sch. W. nicht nur als Funktion von $E_1 E_2 = l$, sondern auch in seiner Abhängigkeit vom Neigungswinkel $\alpha$ zeigen wollen, ist es zweckmäßig, den Abstand der Meßbasis vom Ausbiß als Längeneinheit zu wählen (Abb. 2), so daß[2]:

$$r_1 = r_2 = r_1' = r_2' = 1$$

und daher für die Wenner-Anordnung nach (1):

$$s_{11} = s_{22} = 1 + l^2/18 = \mathfrak{Cof}\, \psi_1; \quad s_{12} = s_{21} = 1 + 2\, l^2/9 = \mathfrak{Cof}\, \psi_2.$$

Ist also $U(l; \alpha, k)$ die zwischen den Sonden $S_1$ und $S_2$ herrschende Spannung, so erhält man mit (6) in bekannter Weise für den sch. W. $\varrho_s(l; \alpha, k)$:

$$\frac{2\, l \cdot \pi \cdot U(l; \alpha, k)}{3\, J \cdot \varrho_1} = \frac{\varrho_s(l; \alpha, k)}{\varrho_1} = 1 + \frac{2\, k \cdot l}{3} \int_0^\infty [Q(\lambda, \psi_1) - Q(\lambda, \psi_2)] \cdot \varphi(\lambda; \alpha, k) \cdot d\lambda. \quad (7)$$

Der Integrand ist also auch hier wieder das Produkt zweier Faktoren,

[1] Die von Tölke angegebene Lösung, bei der $\alpha \leqq \pi/2$ sein muß, erfüllt die Bedingung $\left.\frac{\partial V_i}{\partial y}\right|_{y=0} = 0$ nur für $i = 1$, aber nicht auch für $i = 2$.

[2] Da Unz als Längeneinheit den vertikalen Abstand der Meßanordnung von der geneigten Schichtgrenze wählt, was überhaupt nur für $\alpha < \pi/2$ möglich ist, schneiden sich seine Widerstandskurven. Für $\alpha = \pi/2$ kommt er daher zu einem konstanten sch. W., ein offensichtlich widersinniges Ergebnis!

von denen der erste nur von der Meßanordnung und der zweite nur vom Untergrund abhängt. Wenn $l \to \infty$, so daß die beiden Medien $(\varrho_1)$ und $(\varrho_2)$ als parallel geschaltete Leiter betrachtet werden können, dann folgt aus dem zweiten Kirchhoffschen Satz [8, S. 126 (21)]:

$$\frac{\varrho_s(\infty)}{\varrho_1} = \frac{1}{\frac{\alpha}{\pi} + \frac{\pi - \alpha}{\pi} \cdot \frac{\varrho_1}{\varrho_2}}, \tag{8}$$

woraus man bequem den Abstand der Asymptote einer Widerstandskurve von der $l$-Achse findet.

Die Abb. 2 zeigt in einem log — log-Netz die nach (7) berechneten Widerstandskurven für $q = 10$ und $q = {}^1/_{10}$ und je neun Werte von $\alpha$.

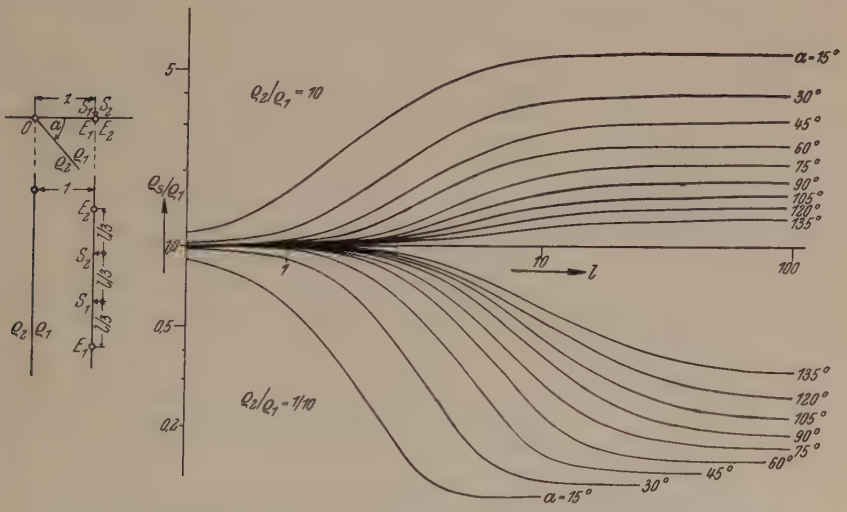


Abb. 2. Der scheinbare spezifische Widerstand für eine zum Ausbiß parallele Maßbasis.

Dieselben Widerstandskurven würde man natürlich auch für $E_1 E_2 = l =$ = const bei Annäherung der Meßbasis an den Ausbiß erhalten. Wie zu erwarten war, haben sie den Habitus gewöhnlicher Zweischichtkurven, doch entfernen sich die zu $q = 10$ gehörigen Kurven zunächst langsamer von der $l$-Achse als jene mit dem gleichen $\frac{\varrho_s(\infty)}{\varrho_1}$, nähern sich aber dann rascher ihren Asymptoten. Die zu $q = {}^1/_{10}$ gehörigen Kurven dagegen verhalten sich umgekehrt. Dieser geringfügige Unterschied gegenüber den Zweischichtkurven kann natürlich kein praktisch brauchbares Kriterium dafür bilden, ob die Feldmessungen, aus denen eine Widerstandskurve konstruiert wurde, über einer geneigten oder über einer horizontalen Schichtgrenze ausgeführt worden waren.

Würde man aber eine über einer geneigten ebenen Schichtgrenze aufgenommene Widerstandskurve in der üblichen Weise mit Zweischicht-

kurven auswerten und aus der Asymptote den Wert von $\varrho_2$ bestimmen, so erhielte man bei $q = 10$ selbst für $\alpha = 15°$ nur wenig mehr als die Hälfte des wahren Wertes, während sich für $q = {}^1/_{10}$ bedeutend geringere Abweichungen ergeben würden. Natürlich wird eine solche Auswertung auch fehlerhafte Tiefenangaben liefern, doch liegen für $\alpha < 30°$ die Fehler noch innerhalb der in der Geoelektrik zulässigen Schranken. Als Längeneinheit für die Tiefen hat man dabei selbstverständlich den Wert von tg $\alpha$ zu nehmen.

Eine geneigte Schichtgrenze macht sich aber auch dann bemerkbar, wenn sie *gar nicht unter der Meßanordnung* liegt, also für $\alpha \geqq 90°$, so daß eine von einem Punkt der Meßbasis aus niedergelassene Bohrung sie gar nicht anfahren würde. Die zu $q = 10$ und $\alpha = 120°$ z. B. gehörige Kurve der Abb. 2 deckt sich ganz gut mit der zu $q = {}^3/_2$ gehörigen Zweischichtkurve und würde die — natürlich unsinnige — Tiefenangabe 1,2 liefern.

Mögen diese Betrachtungen, die man leicht noch weiter ausführen könnte, den Praktiker zunächst nur zur Vorsicht bei der Auswertung von Tiefenmessungen ermahnen, so läßt sich ihnen doch auch eine positive Seite abgewinnen. Wenn nämlich $\varrho_1$ und $\varrho_2$ sowie die Lage des Ausbisses bereits bekannt sind und wenn stratigraphische Erwägungen die Annahme rechtfertigen, daß die Schichtgrenze in genügender Ausdehnung nahezu eine Ebene sein wird, dann wäre es überhaupt verfehlt, durch Tiefenmessungen ihren Neigungswinkel ermitteln zu wollen. Zur Beschreibung der geometrischen Verhältnisse des Untergrundes genügt ja dann die Kenntnis des Winkels $\alpha$, und diesen kann man aus dem Wert $\frac{\varrho_s(\infty)}{\varrho_1} = q_s$ nach der aus (8) sich ergebenden Formel berechnen:

$$\alpha = \pi \cdot \frac{\varrho_1}{\varrho_s(\infty)} \cdot \frac{\varrho_2 - \varrho_s(\infty)}{\varrho_2 - \varrho_1} = \frac{\pi}{q_s} \cdot \frac{q - q_s}{q - 1}. \tag{9}$$

## III. Meßrichtung senkrecht auf den Ausbiß.

Ist die Meßrichtung nicht zum Ausbiß parallel, dann muß bei fester Mitte der Meßanordnung einmal eine Elektrode und eventuell auch eine Sonde den Ausbiß überqueren, was sich in einem Knick der Widerstandskurve bzw. in einem Sprung derselben bei der Schlumberger-Anordnung bemerkbar macht. Wir beschränken uns auf den Fall einer auf den Ausbiß senkrechten Meßbasis und nehmen an, die ihm am nächsten liegende Elektrode $E_1$ werde während einer Meßreihe festgehalten und $0\,E_1 = r_1 = d$ als Längeneinheit gewählt (Abb. 3). Nach (1) wird nun:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{1}{1 + j \cdot l/3} + 1 + j \cdot l/3 \right) &= s_{1j} = \mathfrak{Cof}\, \psi_{1j}, \\ \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{1 + l}{1 + j \cdot l/3} + \frac{1 + j \cdot l/3}{1 + l} \right) &= s_{2j} = \mathfrak{Cof}\, \psi_{2j}, \end{aligned}\right\} \quad (j = 1, 2)$$

also $\lim\limits_{l \to \infty} s_{21} = {}^5/_3$ und $\lim\limits_{l \to \infty} s_{22} = {}^{13}/_{12}$, während die $s_{1j}$ zugleich mit $l$ über alle Grenzen wachsen, so daß $\lim\limits_{l \to \infty} Q(\lambda, \psi_{1j}) = 0$. Da während dieser

Meßreihe alle Elektroden und Sonden über dem Medium ($\varrho_1$) verbleiben, folgt aus der ersten Formel (5) wegen (7) mit $Q(\lambda, \psi_{ij}) = Q_{ij}(\lambda)$ die für die Berechnung des sch. W. wohl zweckmäßigste Darstellung:

$$\frac{2l \cdot \pi \cdot U(l;\alpha,k)}{3J \cdot \varrho_1} = \frac{\varrho_s(l;\alpha,k)}{\varrho_1} =$$

$$= 1 + \frac{k}{3} \cdot \int_0^\infty \left\{ \sqrt{l} \cdot \left[ \frac{Q_{11}(\lambda)}{\sqrt{1/3 + 1/l}} - \frac{Q_{12}(\lambda)}{\sqrt{2/3 + 1/l}} \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{Q_{22}(\lambda)}{\sqrt{(1+1/l)\cdot(2/3+1/l)}} - \frac{Q_{21}(\lambda)}{\sqrt{(1+1/l)\cdot(1/3+1/l)}} \right\} \cdot \varphi(\lambda;\alpha,k) \cdot d\lambda. \quad (10)$$

Für $\alpha = \pi/2$ erhält man mittels Spiegelung:

$$\frac{\varrho_s\left(l;\frac{\pi}{2},k\right)}{\varrho_1} = 1 + k \cdot l \cdot \left( \frac{1}{6+l} + \frac{1}{6+5l} - \frac{1}{6+4l} - \frac{1}{6+2l} \right), \quad (10')$$

also insbesondere:

$$\frac{\varrho_s(\infty)}{\varrho_1} = 1 + \frac{9}{20} \cdot k.$$

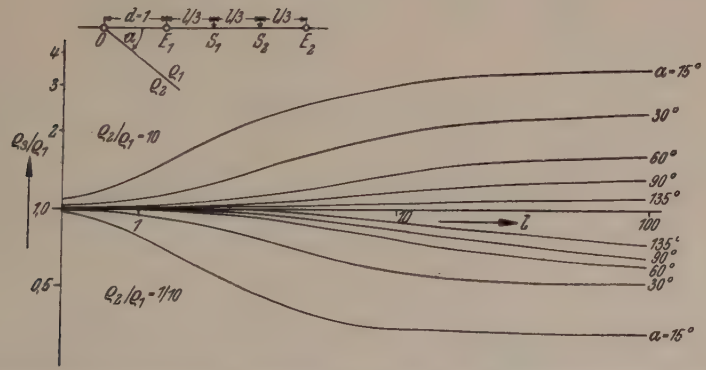


Abb. 3. Der scheinbare spezifische Widerstand bei einer zum Ausbiß senkrechten Maßbasis mit fester Elektrode $E_1$.

Die Widerstandskurven (Abb. 3) besitzen wieder den Habitus von Zweischichtkurven, entfernen sich aber nun rascher als diese von der $l$-Achse und nähern sich langsamer ihren Asymptoten, und zwar sowohl für $q = 10$ als auch für $q = 1/10$. Eine der Formel (8) analoge einfache Beziehung zwischen $\frac{\varrho_s(\infty)}{\varrho_1}$, $q$ und $\alpha$ scheint hier leider nicht zu existieren. Bezüglich der Auswertung dieser Widerstandskurven mittels Zweischichtkurven gilt so ziemlich dasselbe wie bei 2.

Auch die Kurven der Abb. 3 verraten dem Praktiker nicht, daß die Messungen über geneigtem Untergrund ausgeführt wurden, man kann hier aber doch durch die folgende Überlegung ein Kriterium finden.

Über einem horizontal geschichteten Untergrund aufgenommene Widerstandskurven müssen ja unabhängig sein davon, ob man während einer Meßreihe wie üblich die Mitte der Meßanordnung, eine Elektrode oder eine Sonde festhält oder ob man überhaupt mit der ganzen Meßanordnung auf der horizontalen Erdoberfläche hin und her wandert. Hält man aber über geneigtem Untergrund die Elektrode $E_2$ fest und dehnt man die Meßanordnung gegen den Ausbiß hin in der darauf senkrechten Richtung aus, so wird man Widerstandskurven erhalten, die von denen der Abb. 3 erheblich abweichen müssen. Man braucht sie nicht neu berechnen, sondern kann sie aus den Kurven der Abb. 3 durch eine einfache Transformation des Argumentes herleiten. Bedeuten nämlich (Abb. 4) $d^*$, $D^*$ und $l^*$ die etwa in Metern gemessenen Längen von $0\,E_1$, $0\,E_2$ und $E_1\,E_2$, während $l$ und $l'$ die Maße von $E_1\,E_2$ sind, je nachdem $d^*$ bzw. $D^*$ als Längeneinheiten gewählt werden, also

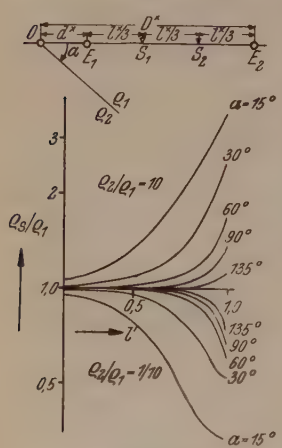


Abb. 4. Der scheinbare spezifische Widerstand bei einer zum Ausbiß senkrechten Maßbasis mit fester Elektrode $E_2$.

$$l = \frac{l^*}{d^*}, \qquad l' = \frac{l^*}{D^*},$$

dann ist wegen $D^* = d^* + l^*$

$$l' = \frac{l^*}{d^* + l^*} = \frac{l}{1 + l}.$$

Für zwei durch diese Beziehung miteinander verknüpfte Werte von $l$ und $l'$ ist dann offenbar $\varrho_s(l) = \varrho_s(l')$, wenn $\varrho_s(l')$ den für festes $E_2$ sich ergebenden sch. W. bedeutet. Damit wurden aus den Kurven der Abb. 3 die der Abb. 4 konstruiert, wobei natürlich $l' < 1$ sein muß, da ja sonst $E_1$ schon den Ausbiß überschreiten und $\varrho_s/\varrho_1$ dann nicht mehr durch (10) darstellbar sein würde.

Wir wollen nun den Verlauf des sch. W. untersuchen, wenn der Mittelpunkt $M$ der Wenner-Anordnung festgehalten wird, so daß $E_1$ und $S_1$ den Ausbiß überschreiten werden. Wir wählen nun die einzige konstant bleibende Strecke, nämlich $0\,M = m^*$ als Längeneinheit und setzen $l = \frac{l^*}{m^*}$. Für $m^* = {}^1/_2 \cdot l^*$ liegen $E_1$ und $S_1$ über dem Medium $(\varrho_1)$, und der sch. W. ist durch (10) darstellbar. Setzt man nämlich jetzt $l = \frac{l^*}{d^*}$, so wird das Maß $l$ der durch $m^*$ gemessenen Strecke $E_1\,E_2$:

$$l = \frac{l^*}{m^*} = \frac{l^*}{d^* + {}^1/_2 \cdot l^*} = \frac{2\bar{l}}{2 + \bar{l}},$$

und man hat:

$$\varrho_s(l) = \varrho_s(\bar{l}),$$

wo nun aber unter $\bar{l}$ die Abszissen der Abb. 3 zu verstehen sind. Bis $l \leqq 2$ können danach die Widerstandskurven für festes $M$ leicht aus den Kurven der Abb. 3 gefunden werden.

Wenn jedoch 0 zwischen $E_1$ und $S_1$ liegt, also für $2 < l < 6$, so daß nun:

$$0E_1 = r_1 = l/2 - 1; \quad 0E_2 = r_2 = l/2 + 1; \quad 0S_1 = r_1' = 1 - l/6;$$
$$0S_2 = r_2' = 1 + l/6,$$

dann wird das Potential des vom Quellpunkt $E_1$ im Medium $(\varrho_1)$ erzeugten Feldes durch die zweite Formel (5) dargestellt, doch hat man darin vorher $\varrho_1$ durch $\varrho_2$ und in der zweiten Formel (7) daher $k$ durch $(-k)$ und $\alpha$ durch $(\pi - \alpha)$ zu ersetzen. Wegen $(1-k)\cdot\varrho_2/\varrho_1 = 1+k$ ergibt sich nun mit $Q_{ij}(\lambda) = Q(\lambda, \psi_{ij})$ $(i, j = 1, 2)$ für den sch. W.:

$$\frac{2l\cdot\pi\cdot U(l;\alpha,k)}{3\cdot J\cdot\varrho_1} = \frac{\varrho_s(l;\alpha,k)}{\varrho_1} =$$

$$= \frac{1}{2} + \frac{l}{3}\cdot\int_0^\infty \left\{(1+k)\cdot\left[\frac{Q_{11}}{\sqrt{r_1\cdot r_1'}} - \frac{Q_{12}}{\sqrt{r_1\cdot r_2'}}\right]\cdot\chi(\lambda;\alpha,k) + \right.$$

$$\left. + k\cdot\left[\frac{Q_{22}}{\sqrt{r_2\cdot r_2'}} - \frac{Q_{21}}{\sqrt{r_2\cdot r_1'}}\right]\cdot\varphi(\lambda;\alpha,k)\right\}\cdot d\lambda \qquad (11)$$

und besonders für $\alpha = \pi/2$ elementar:

$$\frac{\varrho_s\left(l;\frac{\pi}{2},k\right)}{\varrho_1} = 1 + \frac{k}{2}\cdot\left(1 - \frac{l^2}{(l+3)\cdot(l+6)}\right), \qquad (11')$$

so daß:

$$\frac{\varrho_s\left(2;\frac{\pi}{2},k\right)}{\varrho_1} = 1 + \frac{9}{20}\cdot k$$

in Übereinstimmung mit (10′) für $l = \infty$. Ferner wird

$$\frac{\varrho_s\left(6;\frac{\pi}{2},k\right)}{\varrho_1} = 1 + \frac{k}{3},$$

womit wenigstens für $\alpha = \pi/2$ die Ordinaten der Knickpunkte der Widerstandskurven bequem gefunden werden können.

Wenn schließlich auch die Sonde $S_1$ den Ausbiß überquert, also für $l > 6$, wird $r_1' = l/6 - 1$ und man hat sodann:

$$\frac{2l\cdot\pi\cdot U(l;\alpha,k)}{3J\cdot\varrho_1} = \frac{\varrho_s(l;\alpha,k)}{\varrho_1} =$$

$$= 1 + q - \frac{l}{3}\cdot\int_0^\infty \left\{\frac{k}{\mathfrak{Sin}\,\lambda\pi}\left[q\cdot\frac{Q_{11}}{\sqrt{r_1\cdot r_1'}}\cdot\mathfrak{Sin}\,2\lambda\alpha - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{Q_{22}}{\sqrt{r_2\cdot r_2'}}\cdot\mathfrak{Sin}\,2\lambda(\pi-\alpha)\right] + (1+k)\cdot\left[\frac{Q_{12}}{\sqrt{r_1\cdot r_2'}} + \frac{Q_{21}}{\sqrt{r_2\cdot r_1'}}\right]\right\}\cdot$$

$$\cdot\chi(\lambda;\alpha,k)\cdot d\lambda. \qquad (12)$$

Man sieht leicht, daß hier $\lim_{l\to\infty} s_{ij} = {}^5/_3$, also $\lim_{l\to\infty} Q(\lambda, \psi_{i,j}) = Q_\infty(\lambda)$

$(i, j = 1, 2)$, so daß sich für den Abstand der Asymptoten von der $l$-Achse ergibt:

$$\frac{\varrho_s(\infty; \alpha, k)}{\varrho_1} = 1 + q - \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot$$

$$\cdot \int_0^\infty \left\{ \frac{k}{\mathfrak{Sin}\, \lambda \pi} \cdot [q \cdot \mathfrak{Sin}\, 2\lambda\alpha - \mathfrak{Sin}\, 2\lambda(\pi - \alpha)] + 2 \cdot (1 + k) \right\} \cdot$$

$$\cdot Q_\infty(\lambda) \cdot \chi(\lambda; \alpha, k) \cdot d\lambda.$$

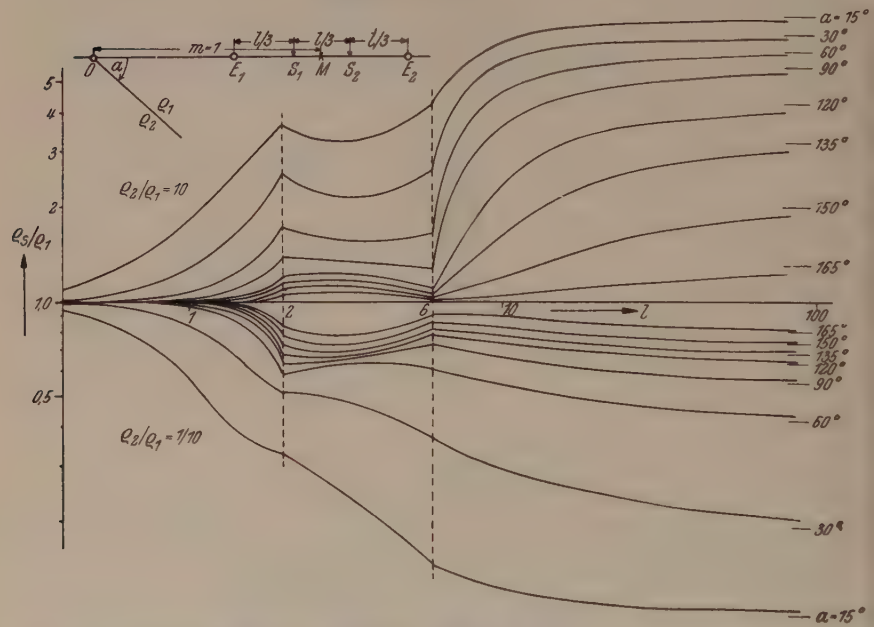


Abb. 5. Der scheinbare spezifische Widerstand bei einer zum Ausbiß senkrechten Maßbasis mit fester Mitte $M$.

Für $\alpha = \pi/2$ hat man elementar:

$$\frac{\varrho_s\left(l; \frac{\pi}{2}, k\right)}{\varrho_1} = \frac{1+q}{2} - \frac{3 \cdot k}{2} \cdot \left(\frac{1}{l+3} + \frac{q}{l-3}\right), \qquad (12')$$

also

$$\frac{\varrho_s\left(6; \frac{\pi}{2}, k\right)}{\varrho_1} = 1 + \frac{k}{3}$$

wie vorher, und

$$\frac{\varrho_s\left(\infty; \frac{\pi}{2}, k\right)}{\varrho_1} = \frac{1+q}{2} = \frac{\varrho_1 + \varrho_2}{2\,\varrho_1},$$

wie es ja sein muß.

Die Abb. 5 enthält einige der nach (10), (11) und (12) berechneten Widerstandskurven, deren Knicke für $q = 10$ deutlicher ausgeprägt er-

scheinen als für $q = {}^1/_{10}$, und zwar auch in einer von $\alpha$ abhängigen, aber für $l = 2$ bzw. $l = 6$ verschiedenen Weise. Auffallend sind ferner ihr fast geradliniger Verlauf für $\alpha = 90°$ für $2 < l < 6$ und der Krümmungswechsel für $\alpha \lesssim 90°$.

Eine Tiefenmessung, bei der $E_1$ und $S_1$ einen etwa durch eine dünne Humusschichte verborgenen Ausbiß überqueren, würde hier eine diskrete Folge von Werten für den sch. W. liefern, aus denen man auf das Vorhandensein von drei, ja für $\alpha > 90°$ vielleicht sogar von vier Schichten schließen könnte, obwohl gerade in diesem Falle eine von $M$ aus niedergelassene Bohrung überhaupt keine Schichtgrenze anfahren würde. Wenn man jedoch schon mit dem Vorhandensein eines Ausbisses rechnet, dann können die Knickstellen der Widerstandskurve, falls sie deutlich genug zu erkennen sind, einen Hinweis auf seine Lage geben; aber schneller und sicherer erhält man darüber Aufschluß mittels einer Horizontalsonde, sobald wenigstens über das Streichen der Schichtgrenze begründete Vermutungen bereits vorliegen.

## IV. Überqueren eines Ausbisses mit einer Horizontalsonde.

Den hier sich einstellenden Verlauf des sch. W. braucht man nicht neu berechnen, sondern kann ihn aus den vorangehenden Diagrammen wieder durch eine Transformation des Argumentes leicht konstruieren. Man wählt dazu die einzige konstant bleibende Strecke, nämlich $E_1 E_2 = l^*$, als Längeneinheit und

$$m = \frac{m^*}{l^*} = \frac{d^* + \frac{1}{2} l^*}{l^*} = \\ = \frac{1}{2} + 1/\overline{l} = 1/l \qquad (13)$$

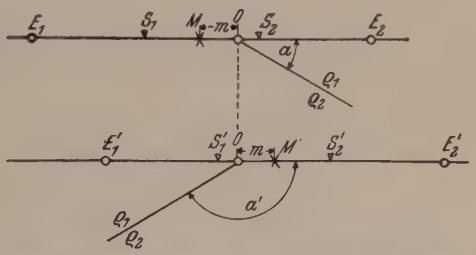


Abb. 6. Bezüglich des Ausbisses symmetrische Meßanordnungen.

als Argument von $\varrho_s/\varrho_1$, solange sich die ganze Meßanordnung über dem Medium ($\varrho_1$) befindet, aber auch dann noch, wenn 0 zwischen $E_1$ und $M$ liegt und $d^*$ durch $(-d^*)$ ersetzt wird, so daß $0 \leqq (-d^*) < l^*/2$. Aber auch wenn $M$ den Ausbiß überschritten hat, kann man $\varrho_s\,(m)/\varrho_1$ noch immer aus dem bereits vorhandenen Material herleiten. Es gilt nämlich für zwei bezüglich 0 symmetrische Lagen der Meßanordnung (Abb. 6) mit $E_1 E_2 = E_1' E_2' = l^*$ und $\alpha' = \pi - \alpha$ für die Spannung zwischen den Sonden:

$$U\,(-m;\, \alpha, k) = U\,(m;\, \pi - \alpha, -k)$$

und daher für den bezogenen sch. W.

$$\frac{\varrho_s\,(-m;\, \alpha, k)}{\varrho_1} = \frac{2 \cdot l \cdot \pi \cdot U\,(-m;\, \alpha, k)}{3 \cdot J \cdot \varrho_1} = \\ = \frac{2 \cdot l \cdot \pi \cdot U\,(m;\, \pi - \alpha, -k)}{3 \cdot J \cdot \varrho_2} \cdot \frac{\varrho_2}{\varrho_1} = \frac{\varrho_s\,(m;\, \pi - \alpha, -k)}{\varrho_2} \cdot \frac{\varrho_2}{\varrho_1}.$$

Die Kurven der Abb. 7 stellen den nach dem Vorangehenden aus Abb. 5 konstruierten Verlauf des sch. W. dar, wenn eine Horizontalsonde einen Ausbiß in senkrechter Richtung überquert. Wie zu erwarten, ändert sich der sch. W. am stärksten, wenn $M$ den Ausbiß überschreitet.

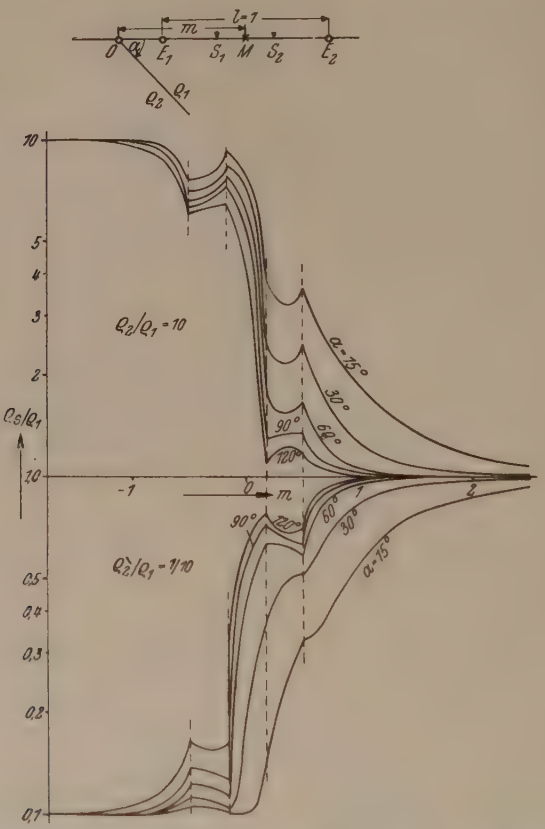


Abb. 7. Der scheinbare spezifische Widerstand beim Überqueren eines Ausbisses mit einer Horizontalsonde.

In der Praxis kann dieser theoretische Verlauf natürlich niemals in allen Einzelheiten festgestellt werden, da man es dort immer nur mit diskreten und noch dazu meist stark streuenden Meßwerten zu tun hat.

## V. Kreissonde über einer geneigten Schichtgrenze.

Um mittels einer Horizontalsonde die Lage eines Ausbisses rasch finden zu können, müssen die Elektroden in einer wenigstens ungefähr auf sein Streichen senkrechten Richtung auf ihn zu bewegt werden. Diese Richtung kann mit Hilfe einer Kreissonde bestimmt werden.

Ist $\omega$ das Azimut des Vektors $E_1 E_2$, wird $\varrho_s(\omega)/\varrho_1$ über $\omega$ als Abszisse ($0 \leq \omega < 2\pi$) oder in einem Polardiagramm aufgetragen und ergeben sich für $\omega = \omega_0$ und $\omega = \omega_0 + \pi$ Extremwerte, dann zeigt $\omega_0$ offenbar die auf das Streichen des Ausbisses senkrechte Richtung an. Das Fallen der Schichtgrenze selber wird durch die Richtung vom Maximum zum Minimum oder die entgegengesetzte bestimmt, je nachdem $\varrho_2 \lessgtr \varrho_1$. Da sich zeigen wird, daß für $\varrho_2 > \varrho_1$ das Maximum, für $\varrho_2 < \varrho_1$ dagegen das Minimum schärfer ausgeprägt ist, so kann man die Richtung des Fallens auch dann erkennen, wenn man noch nicht weiß, ob $\varrho_2 > \varrho_1$ oder ob $\varrho_2 < \varrho_1$ ist.

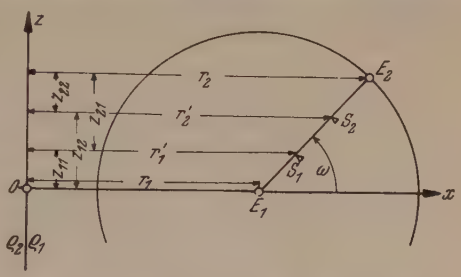

Abb. 8. Kreissonde in der Nähe eines Ausbisses.

Der Einfachheit halber können wir $\omega_0 = 0$ annehmen, so daß mit (Abb. 8):

$$r_1 = 1, \quad r_2 = 1 + l \cdot \cos\omega, \quad r_1' = 1 + l/3 \cdot \cos\omega, \quad r_2' = 1 + 2\,l/3 \cdot \cos\omega,$$
$$z_{11} = z_{22} = l/3 \cdot \sin\omega, \quad z_{12} = z_{21} = 2\,l/3 \cdot \sin\omega$$

nach (1):

$$s_{11} = 1 + \frac{l^2}{6 \cdot (3 + l\cos\omega)}; \qquad s_{12} = 1 + \frac{4\,l^2}{6 \cdot (3 + 2\,l \cdot \cos\omega)};$$
$$s_{21} = 1 + \frac{2\,l^2}{3 \cdot (1 + l \cdot \cos\omega) \cdot (3 + l \cdot \cos\omega)};$$
$$s_{22} = 1 + \frac{l^2}{6 \cdot (1 + l \cdot \cos\omega) \cdot (3 + 2\,l \cdot \cos\omega)}.$$

Da für $l > 1$ der von der Elektrode $E_2$ beschriebene Kreis den Ausbiß schneidet, hätte die $\varrho_s(\omega)$-Kurve zwei Knicke, womit der Ausbiß schon bestimmt wäre. Wir nehmen daher $l < 1$ an und erhalten mit den schon früher benützten Bezeichnungen:

$$\frac{2\pi \cdot l \cdot U(\omega; l, \alpha, k)}{3J \cdot \varrho_1} = \frac{\varrho_s(\omega; l, \alpha, k)}{\varrho_1} =$$
$$= 1 + \frac{k \cdot l}{\sqrt{3}} \cdot \int_0^\infty \left\{ \frac{1}{\sqrt{3 + l \cdot \cos\omega}} \cdot \left[ Q_{11} - \frac{Q_{21}}{\sqrt{1 + l \cdot \cos\omega}} \right] - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{\sqrt{3 + 2\,l \cdot \cos\omega}} \cdot \left[ Q_{12} - \frac{Q_{22}}{\sqrt{1 + l \cdot \cos\omega}} \right] \right\} \cdot \varphi(\lambda; \alpha, k) \cdot d\lambda. \qquad (14)$$

Die Widerstandskurven der Abb. 9, die für die Annahme $l = 0{,}9$ berechnet wurden, besitzen, wie schon erwähnt, stark ausgeprägte Maxima und flache Minima für $q = 10$, dagegen stark ausgeprägte Minima und flache Maxima für $q = 1/10$. Die Unterschiede zwischen den Extremwerten nehmen mit wachsendem $\alpha$ rasch ab und werden für $\alpha > 90°$

schon so gering, daß sie praktisch wohl kaum in Erscheinung treten werden. Wie man aus den Kurven der Abb. 3 leicht sehen kann, verschwinden diese Unterschiede um so mehr, je kleiner $l$ ist. Man muß

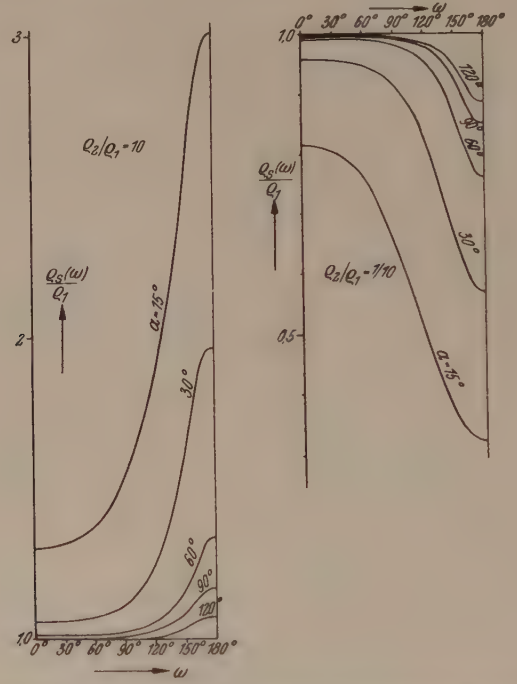


Abb. 9. Der scheinbare spezifische Widerstand bei einer Kreissonde.

also mit einer Kreissonde schon ziemlich nahe an den Ausbiß herankommen, um aus dem dabei gefundenen Verlauf des sch. W. das Fallen der Schichtgrenze noch sicher ablesen zu können.

## VI. Meßbasis parallel zum Rand oder zum Fuß eines ebenen Abhanges.

In den bisherigen Betrachtungen wurde die Erdoberfläche als Ebene angenommen und der Untergrund als inhomogen, man kann sie aber auch auf den Fall übertragen, daß die Erdoberfläche von zwei Halbebenen begrenzt wird, wobei aber nun der Untergrund homogen sein muß. Führt man mit einer zur Schnittgerade dieser beiden Halbebenen parallelen Meßbasis eine Tiefenmessung aus, so wird der sch. W. einen einer Zweischichtkurve ähnlichen Verlauf besitzen, und zwar wird er eine schlechter oder eine besser leitende horizontale Schichte vortäuschen, je nachdem man sich in der Nähe des Randes oder des Fußes eines Abhanges befindet, wobei natürlich der Neigungswinkel desselben für die Größe dieses

Effektes maßgebend sein wird. Für den Fall eines Randes können die Entwicklungen des Abschnittes 2 mit $\varrho_2 = \infty$, also $k = 1$ und $\alpha < \pi$ ohne weiteres verwendet werden, für den Fall eines Fußes jedoch müßte $x > \pi$ sein. Man muß sich dann vorstellen, daß der *ganze* Keil sich selbst innerhalb zweier Raumteile durchdringt, die entlang des Fußes miteinander verzweigt sind. Die in dem einfach überdeckten Raum liegende Hälfte der Symmetrieebene des *ganzen* Keiles hat man als Verzweigungsschnitt zu betrachten. Denkt man sich eine Hälfte des Keiles entfernt, so hat man die tatsächlichen Verhältnisse[1].

Die von Rice gegebene Darstellung des Keilpotentiales behält auch für $\alpha > \pi$ ihren Sinn, es ist aber nun zweckmäßiger, von den Formeln (2) auszugehen und in der ersten noch das Glied $1/R$ mit dem Integral zusammenzuziehen [5]. Liegt der Quellpunkt $Q$ in der horizontal gedachten Symmetrieebene des Keiles, ist also $\vartheta = 0$ in Abb. 1, dann erhält man für das Potential, je nachdem $\vartheta' = 0$ oder $\vartheta' = \alpha$, also je nachdem der Feldpunkt auf der horizontalen Halbebene oder auf dem Abhang liegt, die Ausdrücke:

$$V\left(r, r'; \alpha, \vartheta' = \begin{matrix}0\\ \alpha\end{matrix}\right) = \frac{i \cdot J \cdot \varrho_1}{2\pi^2 \sqrt{r \cdot r'}} \cdot \int_{-i\infty}^{i\infty} \mathfrak{Q}_{\lambda\, -1/2}(s) \cdot \begin{Bmatrix} \operatorname{ctg} \lambda\alpha \\ 1 \\ \sin \lambda\alpha \end{Bmatrix} \cdot d\lambda.$$

Für diesen speziellen Fall eignet sich auch die eingangs erwähnte Reihenentwicklung, da für $\vartheta' = 0$ zu allen in Frage kommenden Polen des Integranden: $\lambda_n = \frac{n\pi}{\alpha}$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$ dasselbe Residuum $1/\alpha$ gehört, so daß:

$$V(r, r'; \alpha) = \frac{J \cdot \varrho_1}{2\pi \cdot \alpha \cdot \sqrt{r \cdot r'}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \cdot \mathfrak{Q}_{\frac{n\pi}{\alpha} - 1/2}(s)$$

$$(\varepsilon_0 = 1; \varepsilon_n = 2; n = 1, 2, \ldots).$$

Mittels der Integraldarstellung ([4], S. 67)

$$\mathfrak{Q}_v(s) = \int_0^{\infty} \left(s + \sqrt{s^2 - 1} \cdot \mathfrak{Cof}\, t\right)^{-v-1} = \int_0^{\infty} w^{v+1} \cdot dt$$

kann man die obige Reihe sogar summieren und erhält:

$$V(r, r'; \alpha) = \frac{J \cdot \varrho_1}{2\pi \cdot \alpha \cdot \sqrt{r \cdot r'}} \cdot \int_0^{\infty} \frac{1 + \omega^{\pi/\alpha}}{1 - \omega^{\pi/\alpha}} \cdot \sqrt{w} \cdot dt,$$

woraus man wie früher die analytische Darstellung des sch. W. herleiten kann. Von den durchgerechneten Fällen sei nur $\alpha = 3\pi/2$ erwähnt, bei dem $\varrho_s(\infty) = {}^2/_3 \cdot \varrho_1$, wie es nach (8) sein muß.

[1] Man denke etwa an die analogen Verhältnisse bei einem magnetischen Blatt oder an den von A. Sommerfeld in seiner strengen Theorie der Beugung verwendeten Riemannschen Doppelraum.

## Literatur.


1. Huber, A.: Die Randwertaufgabe der Geoelektrik für Kugel und Zylinder. Z. ang. Math. u. Mech. **33**, 382 (1953).
2. Hummel, J. N.: Der scheinbare spezifische Widerstand. Z. Geophys. **5**, 89 (1929).
3. — Der scheinbare spezifische Widerstand bei vier planparallelen Schichten. Ebda. **5**, 228 (1929).
4. Magnus, W. und Fr. Oberhettinger: Formeln und Sätze für die speziellen Funktionen der mathematischen Physik. Berlin. 1943.
5. Rice, O. S.: The electric field produced by a point-charge located outside a dielectric wedge. Phil. Mag. (VII), **29**, 36 (1940). (Dort auch ältere Literatur.)
6. Stefanesco, S., C. und M. Schlumberger: Sur la distribution électrique potentielle autour d'une prise de terre ponctuelle... Journ. de Phys. et le Rad. (VII), **1**, 132 (1930).
7. Tölke, F.: Die geophysikalischen Baugrunduntersuchungen mit besonderer Berücksichtigung der geoelektrischen Aufschließungsverfahren. Der Bauingenieur **18**, 271 (1937).
8. Unz, M.: Apparent resistivity curves for dipping beds. Geophysics, **XVIII**, 116 (1953).

517.5

# Zur praktischen Analyse von Beobachtungsfolgen oder empirischen Funktionen[1].

Von

**O. M. J. Mittmann**, Göttingen.

**Zusammenfassung.** Es wird eine Methode beschrieben, um das Streuungsquadrat des arithmetischen Mittels irgendeiner empirischen Zahlenfolge ausfindig zu machen, wobei diese Zahlen auch die Werte irgendeiner stetigen oder unstetigen empirischen Funktion sein dürfen. Die Methode vermeidet gänzlich jede Anlehnung an den Zufallsbegriff und an eine statistische Anzahl von Beobachtungsobjekten oder eine Versuchszahl. Es werden Voraussetzungen benutzt, die im allgemeinen in der lebendigen Wirklichkeit anzutreffen sind.

**Summary.** The author describes a method to find out the variance of the average of any empirical sequence of numbers; these numbers may be the values of any continuous or discontinuous empirical function. The method completely avoids leaning upon the notion of random and upon a statistical number of objects under consideration or number of trials. Assumptions are used that are generally met in real life.

**Résumé.** L'auteur expose une méthode permettant de trouver le carré de la dispersion de la moyenne arithmétique d'une série quelconque de nombres pouvant représenter une fonction empirique continue ou non. Cette méthode ne fait pas appel à des notions aléatoires, ni à un nombre statistique d'objets d'expérience, ni à un nombre des expérimentations; elle ne repose que sur des notions empruntées à la réalité courante.

Mathematiker, Geophysiker, Volkswirtschaftler, Mediziner und Philosophen haben in letzter Zeit immer häufiger darauf hingewiesen, daß eine Hauptvoraussetzung der mathematischen Statistik, die ideale Regellosigkeit, praktisch im allgemeinen nicht existiert. Es ließ sich sogar zeigen, daß ein Vorliegen dieser Voraussetzung in Beobachtungsfolgen mit „Erhaltungstendenz" oder bei empirischen Funktionen überhaupt a priori unmöglich ist[2]. Um Beobachtungsmaterial, wie es die

[1] Die Arbeit wurde durch Mittel der Max-Planck-Gesellschaft gefördert.

[2] O. M. J. Mittmann: Betrachtungen zur Analyse empirischer Funktionen. Z. angew. Math. u. Mech., Bd. 34, H. 1/2 (1954). — Empirische Funktionen, eine Brücke zum Zufallsbegriff (Forschungsarbeit Mi 19 im Auftrag der Deutschen Forschungsgemeinschaft).

lebendige Wirklichkeit liefert, auswerten zu können, sind Methoden *mit breiteren Grundvoraussetzungen* dringend nötig.

Im folgenden möge vor Augen geführt werden, wie das Streuungsquadrat des arithmetischen Mittels einer Beobachtungsfolge oder eines Beobachtungsintervalls angenähert bestimmt werden kann, wenn die erweiterte Voraussetzung gemacht wird, daß die Streuung bei unbeschränkt wachsender Länge der Beobachtungsfolge oder des Beobachtungsintervalles allmählich gegen Null geht. Ein solcher Streuungsschwund stellt sich nicht nur bei „zufälligen" Schwankungen der Beobachtungsgröße ein, sondern kann auch bei durchgehender Systematik, z. B. im Falle einer Periodizität, vorliegen.

1. Als erweitertes *Streuungsschwundgesetz* (erweitertes „*Fehlerfortpflanzungsgesetz*") setzen wir eine Funktion der Form

$$v_u = \frac{b_1}{u} + \frac{b_2}{u^2} + \ldots + \frac{b_n}{u^n}$$

voraus, wobei wir es offen lassen, wie groß $n$ ist. Ist $n = 1$, also $v_u = \frac{b_1}{u}$, so gilt $v_{\lambda u} = \frac{1}{\lambda} v_u$; ist z. B. $v_8$ das Streuungsquadrat des arithmetischen Mittels von 8 Beobachtungen, dann ist in diesem Falle $v_{40} = v_{5 \cdot 8} = \frac{1}{5} v_8$. Anders gesehen ist $v_u = \frac{1}{\lambda} v_{n\lambda}$; beispielsweise ist $v_{40} = \frac{1}{5} v_{40/5} = \frac{1}{5} v_8$.

Ist $n = 2$, also $v_u = \frac{b_1}{u} + \frac{b_2}{u^2}$, so wird $v_u - \frac{1}{\lambda^2} v_{u\lambda} = \left(1 - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{b_1}{u}$: es tritt hier kein Glied mit $u^{-2}$ mehr auf, sondern nur noch ein Glied mit $u^{-1}$. Entsprechendes gilt für beliebiges $n$. Bilden wir bei beliebigem $n$ den Ausdruck $v_u - \frac{1}{\lambda^n} v_{n/\lambda}$, so verschwindet das Glied mit $u^{-n}$, und es treten nur noch Glieder mit $u^{-(n-1)}$, $u^{-(n-2)}$, $\ldots$, $u^{-2}$ und $u^{-1}$ auf. Bei mehrmaliger Anwendung dieser Manipulation gelangt man zu

$$\begin{aligned} v_{\lambda u} = {} & \frac{1}{\lambda} v_u + \frac{1}{\lambda^2}\left(v_u - \frac{1}{\lambda} v_{u/\lambda}\right) \\ & + \frac{1}{\lambda^3}\left[v_u - \frac{1}{\lambda} v_{u/\lambda} - \frac{1}{\lambda^2}\left(v_{u/\lambda} - \frac{1}{\lambda} v_{u/\lambda^2}\right)\right] \\ & + \frac{1}{\lambda^4}\left\{v_u - \frac{1}{\lambda} v_{u/\lambda} - \frac{1}{\lambda^2}\left(v_{u/\lambda} - \frac{1}{\lambda} v_{u/\lambda^2}\right)\right. \\ & \left. - \frac{1}{\lambda^3}\left[v_{u/\lambda} - \frac{1}{\lambda} v_{u/\lambda^2} - \frac{1}{\lambda^2}\left(v_{u/\lambda^2} - \frac{1}{\lambda} v_{u/\lambda^3}\right)\right]\right\} \\ & + \ldots \end{aligned} \tag{1}$$

Diese Formel ist auch bei Unkenntnis von $n$ richtig. Falls $n = 1$, ist $v_{\lambda u} = \frac{1}{\lambda} v_u$, und alle folgenden Glieder verschwinden automatisch. Falls $n = 2$, drückt sich $v_{\lambda u}$ durch die Summe der ersten beiden rechts stehenden Glieder aus, während alle folgenden verschwinden. Falls $n = 3$, drückt sich $v_{\lambda u}$ durch die Summe der ersten drei rechts stehenden Glieder aus, während alle folgenden verschwinden. Entsprechendes gilt in allen anderen Fällen.

2. Ist eine Beobachtungsreihe $y_i$ (mit $i = 1, 2, \ldots, N$) oder eine empirische Funktion $y(x)$ gegeben, wobei $x$ von $x_0$ bis $x_1$ läuft, so läßt sich das arithmetische Mittel aller Beobachtungen $y_i$ bzw. aller Ordinaten $y(x)$ ohne weiteres bilden. Das arithmetische Mittel ist $\bar{y} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} y_i$ bzw. $\bar{y}(x) = \frac{1}{x_1 - x_0}\int_{x_0}^{x_1} y(x)\,dx$. Ferner können wir das Schwankungsquadrat der einzelnen $y_i$-Werte bzw. der $y$-Werte berechnen:

$$v = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(y_i - \bar{y})^2 \text{ bzw. } v(x) = \frac{1}{x_1 - x_0}\int_{x_0}^{x_1}[y(x) - \bar{y}(x)]^2\,dx.$$

Entsprechend können wir auch das Schwankungsquadrat eines arithmetischen Mittels von $u$ nebeneinander liegenden $y_i$-Werten bzw. eines Intervalls der Länge $u$ berechnen:

$$v_u = \frac{1}{N-u+1}\sum_{i=1}^{N-u+1}\left[\left(\frac{1}{u}\sum_{j=i}^{i+u-1} y_j\right) - \bar{y}\right]^2 \tag{2a}$$

bzw.

$$v_u(x) = \frac{1}{x_1 - x_0 - u}\int_{x_0}^{x_1-u}\left[\frac{1}{u}\int_{x}^{x+u} y(z)\,dz - \bar{y}(x)\right]^2 dx, \tag{2b}$$

wobei $u \ll N$ bzw. $u \ll x_1 - x_0$. Hierbei ist das Schwankungsquadrat stets auf das arithmetische Mittel $\bar{y}$ bzw. $\bar{y}(x)$ bezogen, nicht auf dessen Grenzwert $\bar{y}_\infty = \lim_{N\to\infty}\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} y_i$ bzw.

$$\bar{y}(x)_\infty = \lim_{x_1\to\infty}\frac{1}{x_1 - x_0}\int_{x_0}^{x_1} y(x)\,dx.$$

Wegen

$$\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(y_i - \bar{y}_\infty)^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(y_i - \bar{y})^2 + (\bar{y} - \bar{y}_\infty)^2, \tag{3a}$$

bzw. wegen

$$\frac{1}{x_1 - x_0}\int_{x_0}^{x_1}[y(x) - \bar{y}(x)_\infty]^2\,dx =$$

$$= \frac{1}{x_1 - x_0}\int_{x_0}^{x_1}[y(x) - \bar{y}(x)]^2\,dx + [y(x) - \bar{y}(x)_\infty]^2 \tag{3b}$$

stellt das auf das arithmetische Mittel bezogene Schwankungsquadrat einen Minimalwert dar. Das auf den Grenzwert $\bar{y}_\infty$ bzw. $\bar{y}(x)_\infty$ bezogene

Schwankungsquadrat ist größer, und zwar um den Betrag $(\bar{y} - \bar{y}_\infty)^2$ bzw. $[\bar{y}(x) - \bar{y}(x)_\infty]^2$. Dieser Betrag ist bei $v$ bzw. bei $v(x)$ genau derselbe wie bei jedem andern $v_u$ bzw. $v_u(x)$.

3. Haben wir bei vorgegebener Beobachtungsreihe $y_i$ oder bei einer im Bereich $x_0 \ldots x_1$ vorgegebenen empirischen Funktion $y(x)$ nun die Schwankungsquadrate $v_u$ für alle möglichen $u$ berechnet, so haben wir hiermit praktisch $v_u$ als Funktion von $u$ gefunden, d. h. einen empirischen Repräsentanten des Anfangsstücks des Streuungsschwundgesetzes, das im Falle der zugrunde gelegten Beobachtungsreihe bzw. der empirischen Funktion gilt. Das Schwankungsquadrat für $u = N$ bzw. $u = B \quad x_1 - x_0$ ist selbstverständlich nicht dabei. Mit Hilfe von Formel (1) können wir aber ein solches Schwankungsquadrat $v_N$ bzw. $v_B$ des arithmetischen Mittels der genannten Beobachtungsreihe bzw. des genannten vorgegebenen Bereichs der empirischen Funktion berechnen.

Nach (3a) bzw. (3b) sind alle auf das arithmetische Mittel $\bar{y}$ bzw. $\bar{y}(x)$ bezogenen Schwankungsquadrate Minimalwerte, die um den Betrag $\delta = (\bar{y} - \bar{y}_\infty)^2$ bzw. $[\bar{y}(x) - \bar{y}(x)_\infty]^2$ zu erhöhen sind, wenn man die auf den Grenzwert $\bar{y}_\infty$ bzw. $\bar{y}(x)_\infty$ bezogenen Schwankungsquadrate haben will. Das Schwankungsquadrat $v_N$ bzw. $v_B$ stellt nun erwartungsgemäß einen Minimalwert für $\delta$ dar. Alle Schwankungsquadrate $v_u$ bzw. $v_u(x)$ sind also, wenn man dem auf $\bar{y}_\infty$ bzw. $\bar{y}(x)_\infty$ bezogenen Schwankungsquadrat näher kommen will, um das zuerst mit Formel (1) berechnete $v_N$ bzw. $v_B$ zu erhöhen. Abermalige Benutzung von Formel (1) ergibt einen verbesserten Näherungswert für das auf $\bar{y}_\infty$ bzw. $\bar{y}(x)_\infty$ bezogene Schwankungsquadrat $v_{N,\infty}$ bzw. $v_{B,\infty}$, und weitere Wiederholungen des Verfahrens steigern die Verbesserung. Man erkennt leicht, sofern man in Formel (1) alle $v$ gleich dem zuerst berechneten $v_N$ bzw. $v_B$ setzt und (3) beachtet, daß $v_N$ bzw. $v_B$ mit einem Faktor zu multiplizieren ist, der bei fortgesetzter Anwendung von Formel (1) in geometrischer Progression gegen einen Sättigungswert $\varkappa$ strebt: $\delta = \varkappa \cdot v_N$ bzw. $\delta = \varkappa \cdot v_B$. In nachstehender Tabelle 1 ist $\varkappa$ für verschiedene $\lambda$-Werte und verschiedenes $n$ angegeben:

Tabelle 1. *Der Faktor $\varkappa$ für verschiedene Werte von $\lambda$ und $n$.*

| $n$ \ $\lambda$ | 1,9 | 2,0 | 2,1 | 2,3 | 2,6 | 3,0 | 3,5 | 4,0 | 10,0 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2,11 | 2,00 | 1,91 | 1,77 | 1,63 | 1,50 | 1,40 | 1,33 | 1,11 |
| 2 | 2,91 | 2,67 | 2,47 | 2,18 | 1,91 | 1,69 | 1,52 | 1,42 | 1,12 |
| 3 | 3,41 | 3,04 | 2,77 | 2,37 | 2,02 | 1,75 | 1,56 | 1,45 | 1,12 |
| 4 | 3,70 | 3,24 | 2,92 | 2,46 | 2,07 | 1,77 | 1,57 | 1,45 | 1,12 |
| 5 | 3,86 | 3,38 | 3,00 | 2,50 | 2,08 | 1,78 | 1,57 | 1,45 | 1,12 |
| 6 | 3,96 | 3,41 | 3,03 | 2,52 | 2,09 | 1,78 | 1,57 | 1,45 | 1,12 |
| 7 | 3,98 | 3,44 | 3,04 | 2,53 | 2,09 | 1,79 | 1,57 | 1,45 | 1,12 |
| 8 | 4,01 | 3,45 | 3,05 | 2,53 | 2,10 | 1,79 | 1,57 | 1,45 | 1,12 |
| 9 | 4,02 | 3,46 | 3,06 | 2,53 | 2,10 | 1,79 | 1,57 | 1,45 | 1,12 |
| 10 | 4,03 | 3,46 | 3,06 | 2,53 | 2,10 | 1,79 | 1,57 | 1,45 | 1,12 |

Für $n = 1$ hat der Faktor $\alpha$ den Wert $\frac{\lambda}{\lambda - 1}$. Es ist dies der Fall, daß man, wie in der mathematischen Statistik mit der Voraussetzung idealer Regellosigkeit üblich, von dem Schwankungsquadrat der Beobachtungen $y_i$ auf das Schwankungsquadrat des arithmetischen Mittels aller $N$ Beobachtungen schließt; der Faktor $\alpha$ schreibt sich dann bekanntlich $\frac{N}{N-1}$.

4. *Beispiel 1.* Die praktische Bestimmung des Schwankungsquadrats des arithmetischen Mittels einer Beobachtungsreihe möge zunächst an Hand einer Folge durchgeführt werden, die durch Würfeln mit einem Würfel zustande gekommen ist. Das Erscheinen einer geraden Augenzahl wurde durch ein Pluszeichen und das Erscheinen einer ungeraden Augenzahl durch ein Minuszeichen bezeichnet. Die so entstandene Reihe wurde durch die folgenden 32 Beobachtungen gebildet:

$$+++\,+---\,+--+\,-+-+\,++-+\,-+-+\,--++\,+-++.$$

Die Werte von $v_u$ sind für verschiedenes $u$ aus der nachstehenden Tabelle 2 ersichtlich.

Tabelle 2. *$v_u$ für verschiedenes $u$ (Beispiel 1).*

| $u$ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $v_u$ | 1 | 0,419 | 0,289 | 0,216 | 0,166 | 0,128 | 0,108 | 0,100 | 0,086 |
| $u$ | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | |
| $v_u$ | 0,078 | 0,068 | 0,061 | 0,051 | 0,044 | 0,038 | 0,034 | 0,031 | |

Die Berechnung von $v_{32}$ mittels Formel (1) sei ausführlich für $\lambda = 2$ vor Augen geführt. Die Zuhilfenahme des folgenden Schemas bedeutet eine Rechenerleichterung:

| $u$ | $v_u$ | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 1 | | | | |
| | | 0,419 | | | |
| 2 | 0,419 | − 0,5 | | | |
| | | − 0,081 | | | |
| | | 0,216 | 0,006 | | |
| 4 | 0,216 | − 0,210 | + 0,020 | | |
| | | 0,006 | 0,026 | | |
| | | 0,100 | − 0,008 | − 0,010 | |
| 8 | 0,100 | − 0,108 | − 0,002 | − 0,003 | |
| | | − 0,008 | − 0,010 | − 0,013 | |
| | | 0,034 | − 0,016 | − 0,014 | − 0,013 |
| 16 | 0,034 | − 0,050 | + 0,002 | + 0,001 | + 0,001 |
| | | − 0,016 | − 0,014 | − 0,013 | − 0,012 |

| | | $v_{32}$ | $n$ |
|---|---|---|---|
| $\frac{1}{2}\,0{,}034 =$ | $0{,}017;$ | $0{,}017 \cdot 2 = 0{,}034$ | 1 |
| $-\frac{1}{4}\,0{,}016 = -$ | $0{,}004$ | | |
| | $0{,}013;$ | $0{,}013 \cdot 2{,}67 = 0{,}035$ | 2 |
| $-\frac{1}{8}\,0{,}014 = -$ | $0{,}0018$ | | |
| | $0{,}0112;$ | $0{,}0112 \cdot 3{,}04 = 0{,}034$ | 3 |
| $-\frac{1}{16}\,0{,}013 = -$ | $0{,}0008$ | | |
| | $0{,}0104;$ | $0{,}0104 \cdot 3{,}24 = 0{,}034$ | 4 |
| $-\frac{1}{32}\,0{,}012 = -$ | $0{,}0004$ | | |
| | $0{,}0100;$ | $0{,}0100 \cdot 3{,}38 = 0{,}034$ | 5 |

Ebenso wurde $v_{32}$ unter Zugrundelegung anderer $\lambda$-Werte berechnet. Die in Tausendsteln ausgedrückten Ergebnisse entnimmt man aus Tabelle 3.

Tabelle 3. *$v_{32}$ für verschiedenes $n$ und $\lambda$ (Beispiel 1).*

| $n$ \ $\lambda$ | 1,9 | 2,0 | 2,1 | 2,3 | 2,6 | 3,0 | 3,5 | 4 | 8 | 16 | 32 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 35 | 34 | 33 | 35 | 36 | 36 | 34 | 33 | 32 | 28 | 32 |
| 2 | 38 | 35 | 34 | 38 | 39 | 44 | 35 | 35 | | | |
| 3 | 38 | 34 | 34 | 40 | 40 | 46 | | | | | |
| 4 | 38 | 34 | 35 | 41 | | | | | | | |
| 5 | 39 | 34 | | | | | | | | | |
| 0,001 | 3 | 4 | 2 | 1 | 1 | | 1 | | | | |

In der letzten Zeile ist angegeben, wie weit die Schwankungsbreite 0,001 von $v_{32}$ reicht, wenn wir die größtmögliche Entfernung von dem jeweils tiefsten bis zum höchsten $n$-Wert messen, für den die Differenz der $v_{32}$-Werte nicht größer als 0,001 ist. Der beste Aussagegrad ist, wie man sieht, der in der Spalte $\lambda = 2$ auftretende Grad 4. Bei der hier ins Auge gefaßten Genauigkeit von 0,001 kann dort $v_{32}$ von $n = 1$ bis $n = 5$ als konstant angesehen werden. In der optimalen Spalte $\lambda = 2$ ist der zu $n = 1$ gehörende Wert 0,034, also als der gesuchte optimale Näherungswert von $v_{32}$ zu betrachten.

Als *zweites Beispiel* seien Maßzahlen für den täglichen erdmagnetischen Störungszustand vom 1. Mai bis 9. Juni 1932 gewählt (entnommen aus J. Bartels, Gesetz und Zufall in der Geophysik, Die Naturwiss., H. 37/38, 31. Jg., 1943):

$$1,\ 2,\ -\frac{1}{2},\ -\frac{3}{2},\ -\frac{3}{2},\ 1,\ \frac{1}{2},\ \frac{3}{2},\ \frac{3}{2},\ \frac{3}{2},\ \frac{1}{2},\ -\frac{1}{2},\ 0,\ -1,\ -\frac{1}{2},\ -1,$$
$$-\frac{3}{2},\ -\frac{3}{2},\ -\frac{3}{2},\ 0,\ 1,\ -\frac{1}{2},\ -\frac{3}{2},\ 0,\ -1,\ -\frac{3}{2},\ \frac{3}{2},\ 2,\ \frac{1}{2},\ -1,\ -1,\ 0,$$
$$-1,\ 1,\ \frac{3}{2},\ \frac{1}{2},\ 1,\ 1,\ -\frac{1}{2},\ -\frac{1}{2}.$$

Die Werte von $v_u$ sind für verschiedenes $u$ aus Tabelle 4 zu ersehen.

Tabelle 4. *$v_u$ für verschiedenes $u$ (Beispiel 2).*

| $u$ | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $v_u$ | 1,238 | 0,912 | 0,655 | 0,505 | 0,402 | 0,321 | 0,265 | 0,253 | 0,226 | 0,195 | 0,172 |

| $u$ | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $v_u$ | 0,152 | 0,134 | 0,118 | 0,105 | 0,096 | 0,087 | 0,079 | 0,073 | 0,068 | 0,063 |

Die für verschiedenes $n$ und verschiedenes $\lambda$ erhältlichen Werte von $v_{40}$ sind, in Tausendsteln ausgedrückt, aus Tabelle 5 ersichtlich.

Tabelle 5. *$v_{40}$ für verschiedenes $n$ und $\lambda$ (Beispiel 2).*

| $n$ \ $\lambda$ | 1,9 | 2,0 | 2,1 | 2,3 | 2,6 | 3,0 | 3,5 | 4 | 8 | 20 | 40 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 70 | 68 | 66 | 65 | 63 | 65 | 65 | 65 | 57 | 48 | 32 |
| 2 | 76 | 72 | 67 | 68 | 67 | 68 | 70 | 69 | | | |
| 3 | 77 | 73 | 66 | 69 | 68 | 68 | | | | | |
| 4 | 77 | 71 | 65 | 70 | | | | | | | |
| 5 | 77 | 71 | | | | | | | | | |
| 0,002 | 3 | 3 | 3 | 2 | 1 | 1 | | | | | |
| 0,005 | 3 | 4 | 3 | 3 | 2 | 2 | 1 | 1 | | | |
| Schwankungs-breite | | | | | Aussage-Grad | | | | | | |

In der vorletzten Zeile ist angegeben, wie weit die Schwankungsbreite 0,002 von $v_{40}$ reicht, wenn wir die größtmögliche Entfernung von dem jeweils tiefsten bis zum höchsten $n$-Wert messen, für den die Differenz der $v_{40}$-Werte nicht größer als 0,002 ist; die optimale Spalte ist hier (bei Konstanz mit der Genauigkeit 0,002) die Spalte $\lambda = 2$, und der zugehörige optimale Näherungswert von $v_{40}$ ist 0,072. In der letzten Spalte ist entsprechendes für eine Schwankungsbreite 0,005 angegeben; die optimale Spalte ist hier (bei Konstanz mit der Genauigkeit 0,005) auch wieder die Spalte $\lambda = 2$, und der zugehörige optimale Näherungswert von $v_{40}$ ist 0,068.

Bei Zugrundelegung von 150 Beobachtungen der Zeit vom 1. Mai bis 27. September 1932 fand Bartels, daß $v$ etwa doppelt so groß wie unter der Voraussetzung idealer Regellosigkeit ist. Für $n = 1$ und $\lambda = 40$ ist $v_{40} = 0{,}032$, das Doppelte hiervon beträgt 0,064.

5. Zum Schluß dieser Mitteilung sei noch ein Hinweis gestattet. Die durchgeführte Methodik, einen empirischen Repräsentanten für das Streuungsquadrat eines arithmetischen Mittels zu bestimmen, arbeitet unter der Voraussetzung, daß mit zunehmendem Umfang des beobachteten Materials ein Streuungsschwund existiert. Wenn man will, kann man die Methode auch leicht dahingehend abwandeln, daß sie nicht nur bei Vorliegen eines Streuungsschwundes funktioniert, sondern eventuell sogar ein Fehlen von Streuungsschwund anzeigt.

Außerdem kann man auch die Güte der Approximation steigern, indem man die zur Rechnung benutzten $v$-Werte vorher unter Beachtung von Formel (1) ausgleicht.

551.577.2:551.501.45

(Institut Royal Météorologique de Belgique, Uccle.)

# Sur une généralisation de l'indice de similitude de M. BOUËT.

Par

**R. Sneyers.**

Avec 2 figures.

**Résumé.** L'indice de similitude de M. BOUËT présente certains inconvénients d'ordre analytique. Un nouvel indice, destiné à un usage analogue est proposé. On étudie ses variations et on en calcule l'erreur d'échantillonnage. Quelques exemples sont traités en utilisant des données pluviométriques belges et suisses.

**Zusammenfassung.** M. BOUËTs Ähnlichkeitsindex bietet analytische Schwierigkeiten. Ein neuer, für denselben Anwendungszweck bestimmter Index wird vorgeschlagen, seine Variationen werden untersucht und sein Zufallsfehler berechnet. Unter Benützung belgischer und schweizerischer Regenmessungen werden einige Beispiele behandelt.

**Summary.** M. BOUËT's index of similarity is affected by analytical inconsistency. The proposition of a new index, of analogous use, is made. Its variations are studied and its sample-error calculated. Examples are given with belgian and swiss rainfall-data.

## I.

L'indice de similitude introduit en 1949 par M. BOUËT[*1*] pour caractériser le degré de dépendance existant entre les régimes pluviométriques de deux stations données a déjà été utilisé avec succès dans plusieurs études [*2, 3, 4*] et l'intérêt pratique de cette notion ne peut plus être mis en doute.

Toutefois, si l'on retourne à sa définition[1], on constate que cet indice

[1] Si $p_1$ et $p_2$ sont les fréquences relatives des jours de pluie aux stations $A_1$ et $A_2$, $F$ la fréquence relative des jours simultanément pluvieux à ces stations, $P = p_1 p_2$, $p_1 < p_2$ et $q_i = 1 - p_i$ $(i = 1, 2)$, l'indice de similitude $S$ se calcule au moyen de l'une des formules:

$$S = \frac{F - P}{p_1 q_2}, \qquad S = \frac{F - P}{p_1 p_2} \qquad \text{ou} \qquad S = \frac{F - P}{q_1 q_2},$$

suivant que $F - P > 0$, $F - P < 0$ avec $p_1 + p_2 \leqq 1$ ou $F - P < 0$ avec $p_1 + p_2 \geqq 1$.

n'est pas donné par la même fonction analytique sur toute l'étendue de son domaine de variation et que la fonction qui le définit n'est symétrique par rapport aux stations envisagées que pour les valeurs négatives.

Il en résulte que l'indice de similitude calculé de cette manière n'a, en réalité, qu'un domaine d'application limité, puisque ses valeurs ne sont comparables entre elles que dans des cas très particuliers.

Aussi, nous a-t-il paru utile de rechercher un indice dont l'emploi serait tout à fait général.

## II.

On sait que le coefficient de corrélation de deux variables données est une fonction symétrique de ces variables et que son domaine de variation est étendu de $-1$ à $+1$. Il s'en suit que si l'on peut définir l'indice de similitude sous la forme d'un tel coefficient, les objections précédentes deviennent inopérantes. A cet effet, considérons $N$ jours numérotés de 1 à $N$ et soient $a_i$ ($i = 1, 2, \ldots, N$) les valeurs d'une variable, attachée à une station $A$ donnée, telle que $a_i = +1$ ou $a_i = -1$ selon que le $i^e$ jour est pluvieux ou non en $A$. De même, désignons par $b_i$ les valeurs d'une seconde variable obtenue de cette façon pour la station $B$ et posons les égalités:

$$\bar{a} = \frac{\Sigma a_i}{N} \quad \text{et} \quad \bar{b} = \frac{\Sigma b_i}{N}. \tag{1}$$

Dans ces conditions, le nouvel indice de similitude $S_N$ des stations $A$ et $B$ est le coefficient de corrélation donné par la formule:

$$S_N = \frac{\Sigma a_i b_i - N \bar{a} \bar{b}}{\sqrt{(\Sigma a_i^2 - N \bar{a}^2)(\Sigma b_i^2 - N \bar{b}^2)}}. \tag{2}$$

Par ailleurs, si $f_1$ et $f_2$ sont respectivement les fréquences relatives des jours de pluie en $A$ et $B$, $f$, celle des jours simultanément pluvieux ou secs en $A$ et $B$, et si $g_1$, $g_2$ et $g$ sont les fréquences complémentaires à $f_1$, $f_2$ et $f$, c'est-à-dire que:

$$f_1 + g_1 = 1, \; f_2 + g_2 = 1 \text{ et } f + g = 1, \tag{3}$$

on a:

$$\bar{a} = f_1 - g_1, \; \bar{b} = f_2 - g_2 \text{ et } \Sigma a_i b_i = N(f - g). \tag{4}$$

Comme on a aussi:

$$\Sigma a_i^2 = \Sigma b_i^2 = N, \tag{5}$$

on en déduit pour l'équation (2), chacune des formes suivantes:

$$S_N = \frac{f - g - (f_1 - g_1)(f_2 - g_2)}{4\sqrt{f_1 g_1 f_2 g_2}}, \tag{6}$$

$$S_N = \frac{f - f_1 f_2 - g_1 g_2}{2\sqrt{f_1 g_1 f_2 g_2}} \tag{7}$$

et

$$S_N = -\frac{g - f_1 g_2 - f_2 g_1}{2\sqrt{f_1 g_1 f_2 g_2}}. \tag{8}$$

## III.

Pour la discussion des valeurs de $S_N$ on partira des relations

$$f = f_1 f_2 + g_1 g_2 + 2 S_N \sqrt{f_1 g_1 f_2 g_2} \tag{9}$$

et

$$g = f_1 g_2 + f_2 g_1 - 2 S_N \sqrt{f_1 g_1 f_2 g_2}, \tag{10}$$

tirées respectivement des équations (7) et (8).

On en déduit immédiatement que la valeur de $S_N$ est indéterminée ou déterminée suivant que le produit $f_1 g_1 f_2 g_2$ est nul ou non. On se trouve dans le premier cas dès que l'un des facteurs de ce produit est nul et si, par exemple, $g_1 = 0$, on a aussi $f_1 = 1$ et les équations (9) et (10) se réduisent aux égalités évidentes:

$$f = f_2 \text{ et } g = g_2,$$

puisqu'alors les $N$ jours considérés ont tous été des jours de pluie en $A$, et les jours de pluie en $B$ fournissent toutes les concordances de temps en $A$ et $B$.

Dans le second cas, chacun des facteurs $f_1$, $g_1$, $f_2$ et $g_2$ n'est pas nul et, si $f_1$ et $f_2$ sont fixés, il résulte des équations (9) et (10) que l'indice $S_N$ varie dans le même sens que la fréquence relative $f$ des concordances et dans le sens opposé à celui de la fréquence relative $g$ des discordances. Il s'en suit que les valeurs extrêmes de $f$ et de $g$ sont atteintes pour $S_N = +1$ et $S_N = -1$. Ces valeurs sont:

a) pour $S_N = +1$

$$f_{\max} = (\sqrt{f_1 f_2} + \sqrt{g_1 g_2})^2, \quad g_{\min} = (\sqrt{f_1 g_2} - \sqrt{f_2 g_1})^2,$$

b) pour $S_N = -1$

$$f_{\min} = (\sqrt{f_1 f_2} - \sqrt{g_1 g_2})^2, \quad g_{\max} = (\sqrt{f_1 g_2} + \sqrt{f_2 g_1})^2.$$

Par ailleurs, si l'on note que l'égalité $f_{\max} = f_{\min}$ (ou $g_{\min} = g_{\max}$), entraîne $f_1 g_1 f_2 g_2 = 0$, on en conclut que le cas où l'indice $S_N$ est indéterminé est le cas limite où les valeurs extrêmes de $f$ (ou de $g$) sont confondues.

Il convient de remarquer aussi que l'on ne peut avoir $f = 1$ et $g = 0$ que si $S_N = +1$ avec $f_1 = f_2$ et $g_1 = g_2$. De même, $f = 0$ et $g = 1$ n'est possible qu'avec $S_N = -1$ et $f_1 = g_2$ et $f_2 = g_1$.

Enfin, si $S_N = 0$, les équations (9) et (10) deviennent:

$$f = f_1 f_2 + g_1 g_2 \text{ et } g = f_1 g_2 + f_2 g_1 \tag{11}$$

et les valeurs de $f$ et de $g$ sont celles fournies par le calcul des probabilités dans l'hypothèse où la venue d'un jour de pluie en $A$ et en $B$ sont des événements indépendants.

## IV.

Il est clair que le système aléatoire des jours de pluie en $A$ et $B$ n'est défini qu'approximativement par les fréquences relatives $f_1$, $f_2$ et $f$.

En effet, la fréquence observée d'un événement ne donne généralement pas la valeur exacte de sa probabilité et si la venue de cet événement est distribuée au hasard dans le temps, les fréquences observées sont distribuées normalement autour de la valeur de la probabilité correspondante.

En particulier, si les $N$ jours envisagés sont issus au hasard de la population des jours possibles, pour $N$ suffisamment grand, les écarts-type $\varepsilon_1$, $\varepsilon_2$ et $\varepsilon$ des erreurs sur $f_1$, $f_2$ et $f$ sont, avec une bonne approximation, respectivement égaux à:

$$\sqrt{\frac{f_1 g_1}{N}}, \qquad \sqrt{\frac{f_2 g_2}{N}} \quad \text{et} \quad \sqrt{\frac{f g}{N}}.$$

Comme, de plus, les erreurs sur $f_1$, $f_2$ et $f$ sont indépendantes, on peut, dans le calcul de l'erreur d'échantillonnage sur $S_N$ (dans le cas où $S_N$ est déterminé), appliquer la loi de croissance des erreurs de GAUSS. En négligeant les erreurs d'ordre supérieur au premier, on trouve ainsi, pour l'écart-type $\varepsilon_S$ de l'erreur sur $S_N$, la valeur donnée par la formule:

$$\varepsilon_S^2 = \frac{\varepsilon^2+\varepsilon_1^2\left[(f_2-g_2)+S_N\sqrt{f_2 g_2}(\sqrt{g_1}-\sqrt{f_1})\right]^2+\varepsilon_2^2\left[(f_1-g_1)+S_N\sqrt{f_1 g_1}(\sqrt{g_2}-\sqrt{f_2})\right]^2}{4 f_1 g_1 f_2 g_2}. \tag{12}$$

En particulier, si $f_1$ et $f_2$ sont assez voisins de 0,5, les termes en $S_N$ dans l'équation (12) sont petits par rapport aux autres termes du numérateur et l'on a, avec une bonne approximation:

$$\varepsilon_S^2 = \frac{\varepsilon^2 + \varepsilon_1^2 (f_2 - g_2)^2 + \varepsilon_2^2 (f_1 - g_1)^2}{4 f_1 g_1 f_2 g_2}. \tag{13}$$

Si les $N$ jours considérés sont des jours consécutifs, ils ne forment généralement pas une suite purement aléatoire, à cause de la persistance qui affecte ordinairement la venue d'un jour sec ou pluvieux, et l'estimation de l'erreur d'échantillonnage sur $S_N$, fournie par les relations (12) et (13) est alors trop faible.

Pour corriger cette estimation, on déterminera au moyen du test de WALD-WOLFOWITZ-SWED-EISENHART [5, 6], les plus petits nombres entiers $\alpha_1$, $\alpha_2$ et $\alpha$, tels que, en prenant parmi les $N$ jours consécutifs un jour de $\alpha_1$ en $\alpha_1$, un jour de $\alpha_2$ en $\alpha_2$ et un jour de $\alpha$ en $\alpha$ on obtienne une suite de jours secs ou pluvieux en $A$, une suite de jours secs ou pluvieux en $B$ et une suite de jours à concordance ou à discordance en $A$ et $B$, qui soient toutes trois à caractère purement aléatoire.

On calculera alors les valeurs de $\varepsilon_1$, $\varepsilon_2$ et $\varepsilon$ en y remplaçant $N$ respectivement par les quotients entiers de $N$ par $\alpha_1$, par $\alpha_2$ et par $\alpha$.

V.

A titre d'exemple, nous avons calculé des indices de similitude pour quelques postes des réseaux pluviométriques belges et suisses.

A cet effet, nous avons considéré comme jours de pluie les jours de précipitations mesurables (avec au moins 0,1 mm d'eau recueillie) à l'exclusion des jours où l'eau recueillie provenait uniquement de rosée.

Les postes belges considérés sont: Zeebrugge, Uccle, Gerdingen-Brée, Denée-Maredsous, Baraque Michel et Rochefort (voir fig. 1), ce qui

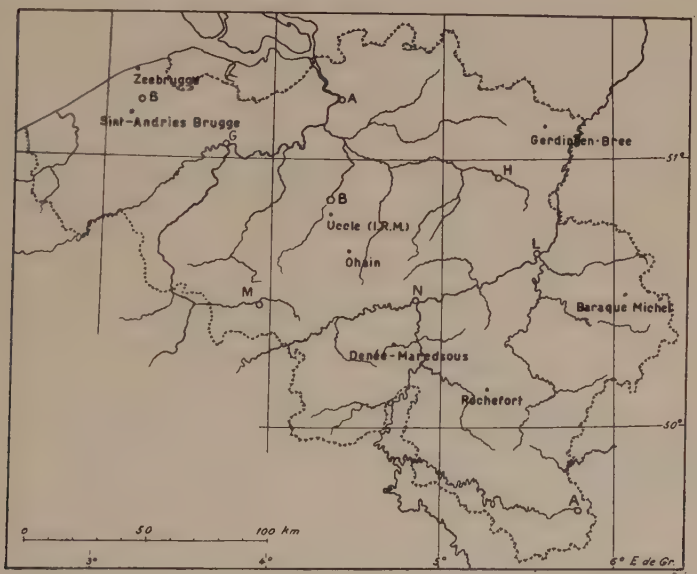


Fig. 1. Situation en Belgique des postes pluviométriques considérés.

nous a permis d'obtenir quinze indices de similitude. De plus, afin d'avoir des indices relatifs à des postes peu éloignés l'un de l'autre, nous avons calculé également ceux des couples Uccle-Ohain et Zeebrugge-Brugge.

Les postes suisses utilisés sont: Zurich, Lugano, Berne et Neuchâtel; ils fournissent à leur tour six autres indices. Nous y avons encore joint les indices des couples Uccle-Zurich et Uccle-Lugano.

Les données utilisées sont celles publiées dans le «Bulletin Mensuel de l'Institut Royal Météorologique» et dans les «Annalen der schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt» et sont relatives aux années 1951 et 1952, à l'exception des données de Ohain, tirées des archives de l'I. R. M. et de celles du couple Zeebrugge-Brugge, relatives aux années 1952 et 1953. Les valeurs de $f_1 - g_1$, $f_1\, g_1$ et $f - g$ qu'on en déduit se trouvent reproduites aux tableaux I et II, tandis que les valeurs des indices de similitude apparaissent au tableau III, avec, entre parenthèses, l'indication, en km, de la distance qui sépare les postes envisagés.

*Tableau I.*

| 1951—1952 | $f_1$ | $g_1$ | $f_1-g_1$ | $f_1 g_1$ |
|---|---|---|---|---|
| Zeebrugge ..... | 0,586 | 0,414 | 0,172 | 0,2426 |
| Uccle ..... | 592 | 408 | 184 | 2415 |
| Gerdingen-Brée ..... | 583 | 417 | 166 | 2431 |
| Denée-Maredsous ..... | 595 | 405 | 190 | 2410 |
| Baraque Michel ..... | 584 | 416 | 168 | 2429 |
| Rochefort..... | 643 | 357 | 286 | 2296 |
| Ohain ..... | 539 | 461 | 078 | 2485 |
| Berne ..... | 508 | 492 | 016 | 2499 |
| Neuchâtel ..... | 518 | 482 | 036 | 2497 |
| Zurich..... | 566 | 434 | 132 | 2456 |
| Lugano ..... | 410 | 590 | — 0,180 | 2419 |
| **1952—1953** | $f_1$ | $g_1$ | $f_1-g_1$ | $f_1 g_1$ |
| Zeebrugge ..... | 523 | 477 | 0,046 | 2495 |
| Brugge ..... | 535 | 465 | 070 | 2488 |

Tableau II. *Valeurs de $f-g$.*

| | Uccle | Gerdingen Brée | Denée-Maredsous | Baraque Michel | Rochefort | Brugge | Ohain |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Zeebrugge ..... | 0,628 | 0,540 | 0,560 | 0,502 | 0,540 | 0,696 | — |
| Uccle ..... | — | 691 | 685 | 636 | 707 | — | 0,740 |
| Gerdingen-Brée .. | — | — | 614 | 655 | 672 | — | — |
| Denée-Maredsous . | — | — | — | 639 | 705 | — | — |
| Baraque Michel .. | — | — | — | — | 713 | — | — |

| | Lugano | Neuchâtel | Berne | Uccle |
|---|---|---|---|---|
| Zurich..... | 0,201 | 0,595 | 0,724 | 0,365 |
| Lugano ..... | — | 316 | 305 | 0,062 |
| Neuchâtel ..... | — | — | 740 | — |

Tableau III. *Indices de similitude avec, entre parenthèses, les distances en km.*

| | Uccle | Gerdingen Brée | Denée-Maredsous | Baraque Michel | Rochefort | Brugge | Ohain |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Zeebrugge ..... | 0,616 (100) | 0,527 (169) | 0,544 (157) | 0,487 (220) | 0,520 (193) | 0,696 (18) | — |
| Uccle ..... | — | 0,681 (96) | 0,674 (62) | 0,625 (124) | 0,695 (94) | — | 0,740 (15) |
| Gerdingen-Brée... | — | — | 0,602 (110) | 0,645 (75) | 0,661 (113) | — | — |
| Denée-Maredsous . | — | — | — | 0,626 (97) | 0,691 (38) | — | — |
| Baraque Michel .. | — | — | — | — | 0,704 (73) | — | — |

Tableau III. (Suite.)

| | Lugano | Neuchâtel | Berne | Uccle |
|---|---|---|---|---|
| Zurich..... | 0,231 | 0,596 | 0,728 | 0,350 |
| | (155) | (130) | (94) | (490) |
| Lugano ..... | — | 0,328 | 0,313 | 0,098 |
| | | (192) | (157) | (637) |
| Neuchâtel ..... | — | — | 0,740 | — |
| | | | (40) | |

Pour estimer l'erreur qui affecte les indices trouvés, il convient tout d'abord de déterminer les constantes $\alpha_1$, $\alpha_2$ et $\alpha$ qui permettent d'éliminer l'effet de persistance.

La méthode suggérée s'appuie sur la propriété suivante, démontrée par Wald et Wolfowitz [5]:

Si $m$ et $n$ sont les fréquences observées de deux alternatives et si ces alternatives se produisent au hasard, pour $m$ et $n$ suffisamment grand ($m$ et $n > 20$), le nombre $u$ observé de fréquences homogènes (séquences formées uniquement par une même alternative)[1] est, avec une bonne approximation, distribué normalement autour de la valeur $u_0 = \frac{2mn}{N}$ ($N = m + n$), avec un écart-type $\sigma_u$ égal à $\frac{u_0}{\sqrt{N}}$.

Comme la persistances dans une suite d'alternatives a pour effet de fournir des valeurs de $u$ inférieures à $u_0$, le test employé consiste à rejeter l'hypothèse d'une persistance d'origine purement fortuite si la probabilité de l'écart $u - u_0$ est inférieure à 0,05, c'est-à-dire que le rapport $\frac{|u - u_0|}{\sigma_u} > 1{,}65$.

Ce rapport a été calculé pour les suites obtenues en prenant les 731 jours de 1951 et 1952 de $\alpha$ en $\alpha$ et en les considérant du point de vue de l'alternative de pluie ou non à Uccle, Zurich et Lugano et du point de vue de l'alternative concordance ou discordance pour les couples Uccle-Ohain et Uccle-Zurich.

Tableau IV. *Valeurs du rapport* $\frac{|u - u_0|}{\sigma_u}$.

| $\alpha$ | Uccle-Ohain | Uccle-Zurich | Uccle | Zurich | Lugano |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2,0 | 4,2 | 10,5 | 10,5 | 10,1 |
| 2 | 1,6 | 1,1 | 4,0 | 3,4 | 3,1 |
| 3 | — | — | 1,8 | 2,4 | 3,8 |
| 4 | — | — | 0,8 | 0,9 | 0,4 |

Les résultats donnés au tableau IV montrent que l'effet de persistance disparaît pour $\alpha = 4$ dans l'alternative pluie ou non, tandis que dans

[1] Par exemple, si $a$ et $b$ sont les alternatives en question, la suite *aabaaabb* est formée des quatre séquences homogènes: *aa* — *b* — *aaa* — *bb*.

l'alternative concordance ou discordance il est déjà négligeable pour $\alpha = 2$. Comme ces résultats paraissent suffisamment généraux pour les cas envisagés, dans les estimations de l'erreur d'échantillonnage sur $S_N$, nous avons remplacé $N$ par son quotient entier par 4 dans $\varepsilon_1$ et $\varepsilon_2$, et par son quotient entier par 2 dans $\varepsilon$.

En particulier, les valeurs de $\varepsilon_S$ fournies de cette manière par la formule (13) pour les couples Uccle-Ohain, Zeebrugge-Baraque Michel, Uccle-Zurich et Uccle-Lugano sont respectivement égales à 0,039, 0,050, 0,053 et 0,059.

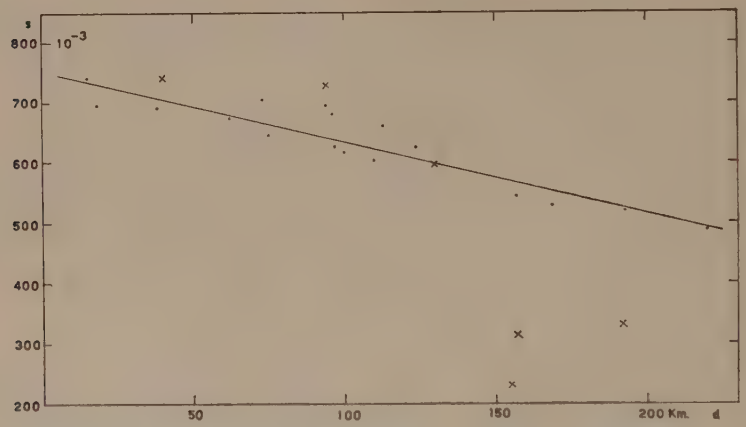


Fig. 2. Variation de l'indice de similitude $S$ en fonction de la distance. Les points représentent les indices relatifs à la Belgique, les croix ceux fournis par les postes suisses.

Il en résulte que les indices calculés dépassent tous 1,65 fois l'écart-type de l'erreur d'échantillonnage et qu'ainsi l'hypothèse de valeurs non nulles d'origine purement fortuite a une probabilité inférieure à 0,05 et peut être rejetée.

Du tableau III, on déduit de même, qu'en Belgique l'indice varie de façon significative avec la distance, tandis qu'en Suisse les Alpes provoquent un abaissement important de ses valeurs pour des postes situés de part et d'autre de la chaîne de montagne. Enfin, comme $\varepsilon_S$ est inversément proportionnel à $\sqrt{N}$, les valeurs précédentes montrent encore que le calcul de $S_N$, avec une précision de l'ordre de 0,01 près, nécessite l'emploi d'une série portant sur au moins cinquante années.

## VI.

La représentation graphique de la variation de l'indice de similitude en fonction de la distance donnée à la fig. 2 suggère une variation linéaire de ces valeurs en Belgique. En effet, le coefficient de corrélation tiré de

ces valeurs et des distances correspondantes est égal à 0,927, et l'équation de régression linéaire qu'on en déduit:

$$S(d) = 231 - 1{,}196\,(d - 103), \tag{14}$$

où $d$ est exprimé en km, fournit les valeurs de $S_N$ en millièmes avec une erreur quadratique moyenne égale à $27 \cdot 10^{-3}$, dont on notera le bon accord avec les estimations trouvées pour l'erreur d'échantillonnage.

On peut toutefois se demander si la loi (14) trouvée est indistinctement valable pour les divers postes envisagés ou si, au contraire, il existe une loi propre pour chaque poste.

A cet effet, nous avons groupé les erreurs de $S(d)$ par rapport à $S_N$ par poste et nous avons examiné à l'aide du test en $t$ de Student[1] si l'erreur moyenne $\bar{e}$ pour chaque poste diffère de zéro de façon significative (cf. Tableau V).

Tableau V. *Valeurs de $S_N - S(d)$ et de $\bar{e}$ en millièmes. Valeurs du $t$ de* Student.

| | Zeebrugge | Uccle | Gerdingen Brée | Denée-Maredsous | Baraque Michel | Rochefort |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | — 19 | — 19 | — 25 | — 22 | — 4 | — 3 |
| | — 25 | 42 | 42 | — 6 | 19 | 53 |
| | — 22 | — 6 | — 21 | — 21 | — 19 | 42 |
| | — 4 | 19 | — 19 | — 12 | — 12 | — 16 |
| | — 3 | 53 | 42 | — 16 | 37 | 37 |
| | — 33 | 4 | | | | |
| $\bar{e}$ | — 17,7 | 15,5 | 3,8 | — 15,4 | 14,2 | 22,6 |
| $t$ | — 3,63 | 1,36 | 0,24 | — 5,2 | 0,40 | 1,67 |

Il apparaît ainsi que la validité de la loi (14) est douteuse pour les postes de Zeebrugge et de Denée-Maredsous, puisque les valeurs de $t$ correspondantes, prises en valeur absolue, ont des probabilités respectivement inférieures à 0,02 et 0,01, dans l'hypothèse où la valeur la plus probable de $\bar{e}$ serait nulle. Cette conclusion n'a cependant pas un caractère définitif étant donné que les valeurs de $\bar{e}$ trouvées sont toutes deux de l'ordre de grandeur de l'écart-type de l'erreur d'échantillonnage sur $\bar{e}$.[2]

## VII.

Ces quelques considérations suffisent, croyons-nous, pour montrer que non seulement le nouvel indice proposé jouit de propriétés analogues

[1] Voir par ex. [7] p. 64.

[2] Cet écart-type est, en effet, approximativement égal à $\frac{\bar{\varepsilon}_S}{\sqrt{n}}$, ou $\bar{\varepsilon}_S$ est la moyenne de l'erreur-type sur chaque indice et $n$ le nombre d'indices dont $\bar{\varepsilon}_S$ est la moyenne. Dans les cas envisagés, $\varepsilon_S$ est environ égal à 0,05 et $\frac{\bar{\varepsilon}_S}{\sqrt{n}}$ atteint à peu près 0,02.

à celles de l'ancien indici, mais que, de plus, l'unité de sa définition analytique rend possible une discussion statistique complète des résultats et confère aux conclusions obtenues la plus grande généralité.

Il nous semble de ce fait mieux adapté à l'étude comparative des régimes pluviaux.

**Bibliographie.**


1. Bouët, M.: Méthode de comparaison des régimes pluviaux en météorologie synoptique. Arch. Met. Geoph. Biokl. série A, **1**, 100 (1948).
2. Bossolasco, M. et J. Gennaro: Confronto fra i regimi pluviometrici di Genova e Savona. Geof. pura e appl. **11**, 127 (1948).
3. Bossolasco, M.: La persistenza del tempo in Liguria ed in talune località continentali. Geof. pura e appl. **16**, 163 (1950).
4. Bouët, M.: La dissymétrie des régimes pluviaux au nord et au sud des Alpes. Geof. pura e appl. **19**, 47 (1951).
5. Wald, A. et J. Wolfowitz: On a test whether two samples are from the same population. Ann. math. statist. **11**, 147 (1940).
6. Swed, F. et C. Eisenhart: Tables for testing randomness of grouping in a sequence of alternatives. Ann. math. statist. **14**, 66 (1943).
7. Brooks, C. E. P. et N. Carruthers: Handbook of Statistical Methods in Meteorology. London 1953.

# Zum Tode von August Schmauß.

Keine Nachricht hätte die deutschen Meteorologen im Ausland mehr erschüttern können als die vom Scheiden unseres geliebten Geheimrats August Schmauss. Obgleich es erwartet werden mußte und obgleich Schmauss es selbst herannahen sah, scheint es nicht möglich, ganz zu erfassen, daß seine allgegenwärtige gütige Kraft, die uns durch die gewundenen Pfade dieser Welt begleitete, gewichen ist. Schmauss' wissenschaftliche Taten können aufgezählt und berichtet werden, seine menschlichen nicht.

Zu oft ergreift die wissenschaftliche Kühle, die wir in unserem Fach anwenden müssen, die Persönlichkeit. Sie scheint in der Zeitepoche wissenschaftlicher Vorherrschaft das Gesicht der Welt zu stempeln. Schmauss war für uns der lebende Beweis, daß das Herz anderen Gesetzen gehorchen darf und daß der Dienst der Wissenschaft nur im Menschlichen seinen Wert erreicht.

Die zunehmende Bedeutung des bürokratischen Apparates bringt in vielen Ländern den Versuch mit sich, wissenschaftliche Ergebnisse zu „organisieren". Die fast identischen Fortschritte der Forschung während des vergangenen Krieges in den beiden getrennten Welten beweisen,

daß für diese Methodik Büros, Maschinen und die Zahl der Arbeitskräfte wichtiger sind als der Blick des Forschers in die Natur. Für Schmauss stand es fest, daß Forschung steril werden muß, wenn sie das entscheidende Motiv des echten Naturwissenschaftlers mißachtet, nämlich seine Liebe zur Natur und seinen Drang, das Unbekannte zu erhellen. Notwendig führt ein solches Motiv zu den entscheidenden Einzeltaten in der Wissenschaft, nicht zu organisierten Massenergebnissen.

Schmauss, immer von diesem Motiv bewegt, war ein Romantiker unter den Naturwissenschaftlern. Einmal schrieb er in einem Brief: „Die Psychologen sind sich längst einig darüber, daß es zwei Typen von Gelehrten gibt, die Romantiker und die Klassiker. Die letzten schreiben gern und leicht, die ersten streben auf immer neuen Pfaden nach dem Erleben, die letzten nach der Ordnung des bereits vorliegenden Wissens und seiner Darstellung." Schmauss konnte nie müde werden, sich durch die Wunder der Natur fesseln zu lassen. Aber das ihm eigene Verständnis für andere Persönlichkeiten ließ ihn fortfahren: „Wir wollen uns freuen, daß es beide Typen gibt, und wollen jedem Vertreter dankbar sein, wenn er auf seinem Pfade unbeirrt weiterschreitet."

Schmauss schien ein anderes Zeichen unserer Zeit nicht zu kennen, dem wir fast alle verfallen sind, Zeitmangel und Ungeduld. Für den „Menschen" hatte er nicht nur immer Zeit, er konnte auch intensiv zuhören und seine einzigartige Güte und Weisheit ließ ihn meist das entscheidende und richtige Wort finden. Es ist gewiß nicht übertrieben zu sagen, daß dieses immerwährende In-der-Stille-Wirken Schmauss' selbst die bedeutenden Auswirkungen seiner wissenschaftlichen Tätigkeit übertrifft. Für viele aus der jungen Meteorologengeneration war er der wirkliche Vater ihrer Wissenschaft, zu dem sie mit persönlichen oder beruflichen Problemen gingen, wenn sie nicht weiter wußten.

Notwendigerweise hat es die Entwicklung der Meteorologie zu einer echten Wissenschaft mit sich gebracht, daß die Mathematik zur angemessenen Fachsprache wurde. Wie unter den heutigen Meteorologen die Beherrschung dieser Sprache im Einzelfall sehr verschieden ist, so ist auch in der Generation, der Schmauss angehörte, die mathematische Sprache von einigen ihrer größten Pioniere nur in geringem Maße benutzt worden. Schmauss ist niemals dem Fehler vieler verfallen, sie zu überschätzen, so sehr er ihre Fähigkeit achtete, physikalische Vorgänge quantitativ gegeneinander abzuwägen. Er wußte, daß, wie andere reine Sprachübungen, auch die Mathematik zu leeren Ergebnissen führt, wenn sie als Selbstzweck angewandt und nicht von gesunden physikalischen Gedanken getragen wird, die immer das Entscheidende bleiben. Viele Arbeiten Schmauss' sind ein Beweis dafür, daß in den grundlegenden Fragen unserer Wissenschaft der begabte Instinkt den echten Naturforscher selten irreführt.

Die ungewöhnlich harmonische Persönlichkeit von Geheimrat Schmauss ließ einen erwarten, daß sein Leben, so reich an Leistungen, Erfolgen und Erleben, ihn mit einem Alter voll geruhsamen Rückblicks auf das Getane beschenken würde. Wenn er auf dem von Bomben

beschädigten Balkon seiner Wohnung in der Abendsonne saß und eine humorgewürzte Geschichte erzählte, mochte es auch fast so scheinen. Aber in Wirklichkeit war es anders. In seinem letzten Brief schrieb er: „Ich beneide oft den Straßenkehrer, den ich am Morgen antreffe, von dem ich weiß, daß er am Abend befriedigt auf seine sauberen Straßen blicken kann, während ich mich abquäle mit der Frage: ‚Was habe ich heute vorangebracht?'." Sein Drang, die Geheimnisse der Natur zu erkennen, hat ihn bis zur letzten Minute nicht verlassen.

Wenn wir uns fragen, was uns an dieser unvergeßlichen Persönlichkeit so unaufhörlich mit lebendiger Wärme erfüllt, so scheint es dies zu sein: Die Bestätigung durch das vollendete Leben eines Menschen, daß auch im umwälzendsten Geschehen Güte, Weisheit und Bescheidenheit bleibender und mächtiger sind als die am stärksten vernehmbaren Kräfte der Zeit.

Joachim Küttner, Cambridge, Mass., USA.

# Buchbesprechungen.

Proceedings of the Toronto Meteorological Conference 1953. Held from 9 to 15 September 1953 by the American Meteorological Society and the Royal Meteorological Society. 289 S. London: Royal Meteorological Society. 1954. 30s., $ 4,50.

Die Royal Meteorological Society hat es unternommen, in dem vorliegenden Sonderband die an der von rund 200 Fachleuten aus England, Kanada und den Vereinigten Staaten besuchten, vom 9. bis 15. September 1953 in Toronto durchgeführten wissenschaftlichen Tagung gehaltenen Vorträge und teilweise auch kurze Diskussionsbemerkungen zu veröffentlichen. Angesichts des hohen und für die Fundierung des wissenschaftlichen Fortschritts bedeutsamen Niveaus dieser Verhandlungen wird die Zahl der Fachleute, die dankbar nach diesem Sammelwerk greifen, sehr groß sein.

Da es unmöglich sein dürfte, auf knappem Raum eine Vorstellung von dem reichen Gehalt der über 50 Vorträge zu geben, so mögen durch Nennung der Titel der insgesamt neun Symposien wenigstens die behandelten Problemkreise etwas abgesteckt werden: Ozon und die hohe Atmosphäre, Strahlung und andere Energieumwandlungen, Arktische Meteorologie, Allgemeine Zirkulation, Moderne Zyklonentheorie, Vorhersage für die höheren Luftschichten, Klimaänderungen, Mikroklimatologie und Mikrometeorologie, Wolkenphysik und künstliche Niederschlagsbildung.

W. Mörikofer, Davos.

Physical Meteorology. Von J. C. Johnson. Mit 133 Textabb., XII, 393 S. New York: J. Wiley & Sons, Inc. 1954. Geb. $ 7,50.

Das Buch, das sich als Lehrbuch vor allem an Studierende wendet, behandelt die Kapitel der Meteorologie, die als vorwiegend physikalisch zu betrachten sind. Dazu gehören: Strahlung, atmosphärische Optik, Wolkenphysik, atmosphärische Elektrizität, Ionosphäre und Ozonosphäre und die physikalischen Verhältnisse der hohen Atmosphäre. Dem Charakter eines Lehrbuches entsprechend ist nach jedem Abschnitt auch eine Sammlung von Übungsaufgaben angeschlossen, deren Lösung das Verständnis des im Text Dargestellten vertiefen soll. Die Art der Darstellung, die sich durch einen übersichtlichen Aufbau und durch eine außerordentliche Klarheit auszeichnet und den neuesten Stand der Forschung berücksichtigt, sowie die Auswahl der behandelten Probleme machen das Buch aber auch für den Fachmeteorologen sehr wertvoll und zur genußreichen Lektüre.

Im ersten Abschnitt wird die atmosphärische Refraktion allgemein so behandelt, daß darin die Probleme der atmosphärischen Optik, der Mikrowellen und der Ausbreitung der Ultrakurzwellen umfaßt werden. Neben der theoretischen Entwicklung wird die Auswirkung der Refraktion auch an Beispielen gezeigt und zwar für die Ausbreitung des Lichtes wie auch für die anderen elektromagnetischen Wellen bis zum Bereich der Radiowellen. Auch die theoretische Ableitung berücksichtigt neben der optischen Streuung besonders auch die heute für Untersuchungen der Niederschlagsbildung und der Wolkenphysik bedeutungsvolle Streuung und Refraktion von Mikrowellen an Wasser- und Eisteilchen. Nach neueren Ergebnissen werden auch Polarisation des Lichtes und Theorie, Meßergebnisse und Probleme der Sicht bei Tag und Nacht ausführlich behandelt. Die Probleme der kurz- und langwelligen Strahlungsprozesse in der Atmosphäre werden

theoretisch und im Hinblick auf die Meßtechnik mit Einschluß der Strahlungsdiagramme instruktiv dargestellt. Aus den verschiedenen Strahlungsströmen, aus der Wärmeleitung im Boden und dem Wärmeaustausch in der Luft werden der Wärmehaushalt der Erdoberfläche und Anwendungen auf die Vorhersage der Extremtemperaturen abgeleitet. Die zusammenfassende Betrachtung aller Strahlungsströme führt auf Grund neuerer Messungen zu einer neuen Abschätzung der Strahlungsbilanz in der Atmosphäre, die gegenüber dem älteren Schema im besonderen darin wesentliche Änderungen ergibt, daß die Albedo mit 34% nun wesentlich kleiner erscheint und der durch den Massenaustausch bewirkte Wärmetransport nun von der Erdoberfläche gegen die Atmosphäre gerichtet angenommen wird. Der anschließende Abschnitt über geometrische Optik führt über die klassische Darstellung hinaus und paßt diese neueren Untersuchungsergebnissen an.

In einer ausgezeichneten Übersicht und in sehr klarer Art werden, den neuesten Forschungsergebnissen Rechnung tragend, die physikalischen Bedingungen der Tropfenbildungen, des Wachstums und des Verdunstens der Regentropfen, die Beobachtungs- und Forschungsergebnisse über die Tropfenverteilung in Wolken und über die Unterkühlung von Tropfen sowie die Vereisungsbedingungen, die Verwertung von Radar zur Feststellung der Niederschlagsgebiete, zur Bestimmung des Regenwassergehaltes der Wolken und zur Erfassung der Struktur der Wolken, die Bedingungen der Bildung von Eisteilchen in Wolken, die Niederschlagsbildung durch den Eiskristalleffekt und durch Anlagerung von Tropfen und die Auswertung der neueren Erkenntnisse der Wolkenphysik und der Tropfen- bzw. Eisbildung in Wolken zur künstlichen Niederschlagserzeugung dargelegt. Die letzten Abschnitte geben eindrucksvolle Übersichten über den heutigen Stand der Methoden und Ergebnisse der Erforschung des luftelektrischen Feldes und der luftelektrischen Erscheinungen, der Ionosphäre und der Ozonosphäre und des Aufbaues der oberen Atmosphäre, wobei immer Wert darauf gelegt wird, die gesicherten Ergebnisse den hypothetischen Annahmen gegenüber besonders hervorzuheben. F. Steinhauser, Wien.

Tropical Meteorology. Von H. Riehl. Mit 253 Textabb., X, 392 S. London-New York-Toronto: McGraw-Hill Publishing Company Ltd. 1954. Geb. 61s.

Während in früheren Zeiten die Wetter- und die Zirkulationsverhältnisse in den Tropen im allgemeinen mehr oder minder als stationär betrachtet worden sind und ihnen daher nur verhältnismäßig geringe Aufmerksamkeit geschenkt wurde, hat man in neuerer Zeit und besonders durch die Erfahrungen der Luftfahrt und des Krieges erkannt, daß der tropischen Meteorologie sehr komplizierte Probleme gestellt sind und auch das Programm des kommenden internationalen Jahres rückt gerade die Verhältnisse in den Tropen in den Vordergrund des Interesses. Aber nicht nur die Entwicklung der meteorologischen Verhältnisse der Tropen selbst stellen der meteorologischen Forschung interessante Aufgaben, sondern nicht minder bedeutungsvoll ist auch das Problem der Auswirkung der meteorologischen Erscheinungen der Tropen auf die allgemeine Zirkulation und auf meteorologische Vorgänge in anderen Breiten. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß es der Autor des vorliegenden Buches hier unternimmt, die Probleme und die Ergebnisse der bisherigen Forschung auf dem Gebiete der Meteorologie der Tropen in geschlossener Form systematisch zur Darstellung zu bringen.

Das Gebiet der Tropen wird durch die im Jahresgang variablen und in verschiedenen Gebieten unterschiedlich gelegenen Trennungslinien zwischen westlichen und östlichen Strömungen in der mittleren Troposphäre abgegrenzt. Die Zusammenfassung der neuen Beobachtungen von Wind- und Druckverteilung ergibt ein in wesentlichen Punkten gegenüber früheren Anschauungen berichtigtes und instruktives Bild von der allgemeinen Zirkulation in den Tropen, läßt vor allem auch in den Höhenkarten eine Zellenstruktur in der Druckverteilung und auch in der Temperaturverteilung erkennen, bringt neue Daten über das tropische Strömungssystem in der Stratosphäre und unterscheidet fünf Hauptströmungen der Tropen: einen mit der Höhe abnehmenden Passat $E_d$, einen zunehmenden Passat $E_i$, einen engen Streifen einer mit der Höhe abnehmenden äquatorialen Westströmung $W_d$, den mit der Höhe abnehmenden subpolaren Westwind, der in der Höhe in Ostwind übergeht, $W_dE$ und einen gelegentlich übergreifenden polaren Westwind $W_i$. Auch über die Temperaturverhältnisse der freien Atmosphäre und über die Struktur der Luftmassen werden neue Erkenntnisse berichtet, die im besonderen auch in der Erklärung der Entstehung der Luftmassen sich auswirken. Neuere Beobachtungen vor allem aus dem Pazifischen Ozean haben einen besseren Einblick in den Aufbau der Passate und neue Fortschritte in ihrer Erklärung gebracht. Auch für das Verständnis der Niederschlagsverhältnisse in den Tropen haben die neueren Kenntnisse aus der freien Atmosphäre weitergeführt, wenn auch eine vollständige Erklärung des komplizierten Niederschlagssystems noch nicht möglich ist. Aus Untersuchungen über die Veränderlichkeit der Niederschläge und über die Ergiebigkeit einzelner Regenfälle wird gefolgert, daß in den Tropen die Niederschläge meist als Folge einer geordneten Konvektion fallen und daß dort nur in relativ schmalen Zonen, die als Gegenstück zu den Zyklonen höherer Breiten angesehen werden können, die freiwerdende Kondensationswärme der Atmosphäre zugeführt wird.

Große Bedeutung kommt in den Tropen den Tagesgängen der meteorologischen Elemente und den örtlichen Einflüssen zu, was durch neue Beispiele illustriert wird. Ausführlich werden auch auf Grund neuer Untersuchungen über die Entwicklung der Konvektion und auf Grund von aerologischen Beobachtungen und von Flugzeugaufstiegen die Bedingungen und der Vorgang der Wolkenbildung in den Tropen behandelt. In einem eingeschobenen Beitrag gibt WEXLER eine ausgezeichnete Übersicht über die physikalischen Bedingungen der natürlichen und künstlichen Niederschlagsbildung in den Tropen und in anderen Gebieten.

Bedeutende Anforderungen werden heute durch den Flugverkehr, durch die Wasserwirtschaft, durch die Landwirtschaft und durch andere technische Disziplinen an den *Wetterdienst in den Tropen* gestellt, was zu seiner raschen Entwicklung in den letzten Jahren geführt hat. Die im Wetterdienst der Tropen entwickelten und verwendeten Beobachtungs- und Analysenmethoden werden ausführlich dargestellt. Nach einer allgemeinen Darstellung der Bedingungen und Formen von Divergenzen, Konvergenzen und Vorticity wird die Bedeutung der Trajektorien konstanter absoluter Vorticity für die Beurteilung der die Äquatorzone durchquerenden Strömungen gezeigt. Eine besondere Bedeutung für die Meteorologie der Tropen kommt den Wellen in der Ostströmung zu, über deren Aufbau und Wetterwirksamkeit aus Beobachtungen der neueren Zeit viel bekannt geworden ist. Darüber und über die theoretische Erforschung dieser Wellenbildungen sowie über damit zusammenhängende Vorhersageprobleme wird ausführlich berichtet. Besonderes Interesse auch vom Standpunkt der Wettervorhersage und der Erklärung äqua-

torialer Westwinde hat in neuerer Zeit die Feststellung zyklonenartiger Störungen im äquatorialen Gürtel gefunden, die noch weiterer Untersuchungen bedürfen. Das gleiche gilt auch für Trog- und Scherungslinien bzw. für die Zellenstruktur der Druckverteilung und Wirbelzüge in der oberen Troposphäre und die damit verbundenen Temperatur- und Strömungsverhältnisse, insbesondere auch für die Erklärung der über den Tropen in der oberen Troposphäre festgestellten jetstreamartigen Höhenwindgeschwindigkeiten. Ebenfalls zum Großteil auf Grund neuerer Untersuchungen wird ein instruktives Bild von der Entwicklung und Struktur des indischen Monsuns, von den in der kälteren Jahreszeit auftretenden Störungen und von der wechselseitigen Beeinflussung zwischen Vorgängen in höheren und niederen Breiten entworfen. Sehr ausführlich werden die Entwicklungsstadien tropischer Zyklonen, die damit zusammenhängenden Druck-, Temperatur- und Niederschlagsverhältnisse nach Beobachtungen an der Erdoberfläche, die aus aerologischen Beobachtungen erschlossene Struktur der tropischen Orkane der freien Atmosphäre, die Wolkensysteme und Radarbilder von tropischen Zyklonen und die energetischen Verhältnisse besprochen, die verschiedenen Theorien der Entwicklung von Hurrikans kritisch dargestellt und auch Methoden und Probleme der Vorhersage von Hurrikans behandelt.

Die neuen Erkenntnisse der meteorologischen Erforschung der Tropen bedingen auch eine Modifikation der bisherigen Ansichten über die allgemeine Zirkulation und ihre Auswirkungen und führen auch in der Erklärung der Struktur der Passate weiter, wie abschließend gezeigt wird.

Das Buch bringt eine ungeheure Fülle neuerer Erkenntnisse, und zwar nicht nur durch neue Beobachtungsergebnisse, sondern in gleicher Weise in ihrer theoretischen Verarbeitung und muß daher zu den bedeutendsten Neuerscheinungen der meteorologischen Literatur gezählt werden. Die Aktualität der Forschungen auf diesem Gebiet der Tropen, das nicht nur in seiner Ausdehnung einen großen Teil der Erdoberfläche einnimmt, sondern auch durch seine Lage für die Energieumsetzungen im gesamten Zirkulationssystem der Erde und damit auch im weltweiten Wettergeschehen von überragender Bedeutung ist, wird auch aus den zahlreichen Literaturangaben ersichtlich, die zum weitaus größten Teil aus dem letzten Jahrzehnt stammen.

F. Steinhauser, Wien.

Methoden und Probleme der Wettervorhersage. Von H. Reuter. Mit 46 Textabb., VIII, 161 S. Wien: Springer-Verlag. 1954. Geb. S 132.—, DM 22.—, $ 5.25, sfr. 22.60.

Dieses Buch spiegelt in seinem Aufbau deutlich die Zweigesichtigkeit der heutigen synoptischen Arbeitsweise wider: neben der vorwiegend auf der kritischen Beobachtung und vergleichenden Betrachtung fußenden Wetteranalyse, die das Hauptrüstzeug des Praktikers ist, gewinnt mehr und mehr die theoretische Forschung an Bedeutung auch für die tägliche Vorhersage, nachdem an einigen Forschungsinstituten bereits dazu übergegangen wurde, laufend numerische Vorhersagen der Luftdruckverteilung zu berechnen.

Der erste Teil des Buches bringt in fünf Kapiteln die Grundlagen der synoptischen Wetterdarstellung und -analyse, die kinematischen Extrapolationsmethoden des Druckbildes, die Betrachtungen über Steuerung und vertikalen Aufbau der Druckschwankungen, die Zyklonentheorien und gewissermaßen als Krönung dieser Gedankengänge die Konstruktion der

Vorhersagekarte. Gerade diese empirische Synopsis, in der eine Fülle von Beobachtungen und Erscheinungen, geographische oder großwetterlagenmäßige Unterschiede im Verhalten der Tiefs zusammengefaßt sind mit kausalen Überlegungen dazu, die allerdings meist qualitativ bleiben müssen, ist im Wesen eine beschreibende Naturwissenschaft, in der die ganze Fülle und Vielgestaltlichkeit des Erfahrungsschatzes vieler Jahrzehnte zusammengetragen ist. Alle diese Dinge sich anzueignen und sinngemäß anzuwenden, ist mitunter weniger eine Sache der exakten Kalkulation als vielmehr der intuitiven Einfühlungsgabe. Das synoptische Arbeiten ist trotz aller physikalischen Grundlagen der biologischen Methodik sehr verwandt. Es scheint mir besonders wertvoll, daß hier ein von der Theorie kommender Wissenschaftler auch diesen Teil der Wetteranalyse systematisch durchgearbeitet hat, so daß man auf jeder Seite das Bestreben verspürt, auch lose nebeneinanderstehende Erfahrungstatsachen und verschiedene Aspekte des gleichen Gegenstandes miteinander zu verknüpfen und ihnen im Schema den richtigen Platz anzuweisen. Die Zusammenfassung jedes Kapitels zu einer Reihe von einprägsamen Regeln unterstützt dieses Bestreben in sinnfälliger Weise.

Ein kennzeichnender Zug für das Bemühen des Verfassers, die gesamte Synopsis zu einem einheitlichen Lehrgebäude zu vereinigen, ist die große Zahl der Hinweise auf den zweiten, theoretischen Teil, die den mehr empirischen ersten Teil durchsetzen. Im 6. Kapitel, das allein fast halb so lang ist wie die ersten fünf Kapitel, wird die Theorie der mathematischen Wettervorhersage in einer sehr übersichtlichen und in der deutschen Literatur noch nirgends gegebenen Darstellung gebracht. Ausgehend von den Bewegungsgleichungen wird zunächst die Wichtigkeit der Konvergenzen und Divergenzen und die Rolle des geostrophischen Windes untersucht, dann werden die Vorticity erläutert und die beim barotropen Modell eingeführten Vereinfachungen besprochen. Natürlich kann die Technik der heute mit Elektronenrechenmaschinen durchgeführten Lösungen der Gleichungen nur gestreift werden, jedoch erfährt die graphische Methode FJÖRTOFTS eine so klare Beschreibung, daß wohl auch dem Leser, dem die moderne mathematische Theorie bisher ein rätselvolles Geheimnis war, hier eine Möglichkeit gegeben ist, die begreifliche Scheu abzulegen und das Gefühl einer gewissen Vertrautheit mit dieser Wissenschaft zu gewinnen. Anschließend gelingt es dem Verfasser, bei SUTCLIFFES Entwicklungstheorie die Darstellung sogar wieder bis zur Zusammenfassung in knapp formulierte Regeln vorzutreiben. Ein in Karten dargestelltes Beispiel einer numerischen Vorhersage nach FJÖRTOFT mit Korrektionen nach SUTCLIFFE schließt dieses außerordentlich wertvolle Kapitel ab. In einem weiteren Kapitel wird die Frage der Ausdeutung einer Isobaren-Prognose und die Vorhersage des wirklichen Wetters untersucht.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß dieses Buch mit den bisher vorhandenen Lehrbüchern der Wettervorhersage (trotz vielleicht ähnlicher Titel) nicht vergleichbar ist, sondern etwas vollständig Neues darstellt. Der Verfasser entwickelt ein großes pädagogisches Geschick, den beiden recht heterogenen Aspekten der Wettervorhersage durch klare, systematisch straffe und einprägsame Darstellung gerecht zu werden. Das Buch gibt sowohl denjenigen, die von der rein physikalischen oder mathematischen Seite her sich mit der Wettervorhersage beschäftigen, einen klug ausgewählten Überblick über die Erfahrungstatsachen, wie dem Synoptiker einen Einblick in die Werkstatt des Theoretikers. Es sollte jeder Vertreter der einen Richtung vor allem den anderen Teil lesen und beide werden großen Gewinn davon haben.

F. MÖLLER, Mainz.

High Altitude Rocket Research. Von H. E. Newell, Jr. Mit 93 Textabb., XIV, 298 S. New York: Academic Press, Inc. 1953. $ 7,50.

Die Entwicklung hochreichender Raketen zum Forschungsinstrument haben der Erforschung hoher Luftschichten einen neuen Auftrieb und wertvolle Erkenntnisse gebracht. Dies zeigt sich auch schon in der raschen Zunahme wissenschaftlicher Veröffentlichungen über Probleme der hohen Atmosphäre. Es ist daher besonders zu begrüßen, daß in dem vorliegenden Buch nun eine Zusammenfassung von Ergebnissen und Problemen der den hochreichenden Raketen zugänglichen Forschungsgebiete nach dem neuesten Stand aus der Feder eines in der Entwicklung dieser Forschungsrichtung führend tätigen Autors geboten wird. Der besondere Wert dieses Buches liegt aber darin, daß hier eine geschlossene Darstellung von den verwendeten instrumentellen Einrichtungen, von Beobachtungsverfahren, von den Methoden der Auswertung der gewonnenen Beobachtungsdaten und von ihren Deutungsmöglichkeiten vorgelegt wird, die erst eine richtige Bewertung der als Ergebnisse der Raketenaufstiege bekannt gewordenen Angaben über Aufbau und Zustand der hohen Atmosphäre ermöglicht und auch eindrucksvoll die Vielseitigkeit der mit Raketen ausführbaren Forschungsmöglichkeiten zeigt.

In der Einleitung wird ein kurzer Überblick über den heutigen Stand unserer Kenntnisse vom Aufbau der hohen Atmosphäre und über die Formen der verwendeten Raketen sowie ein Verzeichnis aller Raketenaufstiege von 1946 bis 1952 gegeben. Besonderes Interesse verdienen die Ausführungen über die technischen Einrichtungen der verschiedenen Raketentypen der V 2, der Viking und der Aerobee für die wissenschaftlichen Messungen und für die Durchführung der zweckentsprechenden Aufstiege, über die Bedeutung der Anordnung der verschiedenen instrumentellen Einrichtungen und der Flugbahnen, Geschwindigkeiten, Beschleunigungen, Orientierung, Erwärmung der Raketen und anderer Faktoren für die Deutung und Auswertung der Meßergebnisse und über die Vorbereitung und Durchführung der Aufstiege.

Besondere technische Probleme stellt die Gewinnung der Beobachtungsdaten aus den Raketen, die zum Teil auf radiotelegraphischem Wege erfolgen kann, zum Teil aber auch die Wiederauffindung der benutzten Instrumente erforderlich macht, und die Bestimmung der Flugbahnen und der Orientierung der Raketen im Flug. Die für diese Zwecke entwickelten Methoden werden ausführlich beschrieben. Sehr aufschlußreich ist auch die Darstellung der Methoden der Bestimmung von Druck, Dichte und Temperatur aus den Raketenaufstiegen. Die bis 1952 gewonnenen Durchschnittswerte für die verschiedenen Höhen bis 220 km werden mitgeteilt. Windgeschwindigkeit und Windrichtung werden aus Beobachtungen der Schallgeschwindigkeiten und der von den von Raketen abgeschossenen Granaten ausgehenden Explosionsschallwellen bestimmt, welche Methode auch zur Bestimmung der Lufttemperatur verwendet wird. Auch aus der Ablenkung der Raketen von ihrer Bahn läßt sich der Wind in großen Höhen ableiten.

Einen besonderen Gewinn brachten die Raketenaufstiege durch spektrographische Aufnahmen, die neue Erkenntnisse über die ganz kurzwellige Sonnenstrahlung, die der Beobachtung an der Erdoberfläche selbst entzogen ist, ermöglichten. Diese Aufnahmen erfordern eine besondere technische Einrichtung, deren Kenntnis ebenfalls in dem Buch vermittelt wird. Zum Unterschied von anderen meteorologischen Elementen, deren Messung in den hohen Luftschichten meist nur indirekt möglich ist und ganz andere Verfahren erfordert als in Bodennähe, gehören die Spektralaufnahmen zu den Messungen, die von den Raketen aus mit hoher Genauigkeit und mit

Apparaturen wie am Boden direkt durchgeführt werden können, wobei die Schwierigkeiten in der Anordnung der entsprechend rasch reagierenden Meß- und Registriergeräte und in der Stabilisierung ihrer Richtung liegen. Auch die Technik der Strahlungsaufnahmen mit photographischen Platten und mit Spezialphosphoren mit und ohne Filter, die zur Entdeckung der Röntgenstrahlung in der hohen Atmosphäre führten, wird zugleich mit den gewonnenen Ergebnissen eingehend beschrieben. Als weitere Methode zur Messung der Sonnenstrahlung in einzelnen Spektralbanden werden im äußersten kurzwelligen Bereich die Photonenzähler behandelt.

Ferner werden mit Angabe von Beobachtungsergebnissen die experimentellen und theoretischen Methoden zur Bestimmung der Verteilung des Ozons mit der Höhe, der durch die Ozonabsorption bewirkten täglichen Temperaturschwankungen in der höheren Atmosphäre und der Sammlung und Auswertung von Luftproben zur Feststellung der Zusammensetzung der Luft in den hohen Atmosphärenschichten beschrieben. Eine besondere Bedeutung hat die Raketentechnik für die Erforschung der Ionosphäre dadurch gewonnen, daß es nun ermöglicht wurde, Ionen- und Elektronendichte in Abhängigkeit von der Höhe, von der Tageszeit und von der Jahreszeit, Relativzahlen von positiven Ionen, negativen Ionen und Elektronen, die Massenbewegungen der geladenen Teilchen und das erdmagnetische Feld in Abhängigkeit von der Höhe und von der geographischen Lage direkt zu messen, was in den weiteren Abschnitten unter Darstellung der theoretischen Grundlagen, der experimentellen Methoden und der gewonnenen Ergebnisse gezeigt wird. Schließlich spielt die Rakete als Forschungsmittel bei Messungen der kosmischen Höhenstrahlung eine bedeutende Rolle. Die Schilderung der angewendeten Verfahren, der dabei auftretenden Schwierigkeiten und der aus Bestimmungen der Gesamtintensität der Höhenstrahlung in der oberen Atmosphäre, ihrer Richtungsabhängigkeit und der Zusammensetzung der primären Höhenstrahlung bis zum Rand der Atmosphäre gewonnenen Resultate geben davon eine Vorstellung. Von Interesse sind auch die Ausführungen über die Durchführung photographischer Aufnahmen der Erde von den hochreichenden Raketen aus.

F. Steinhauser, Wien.

Thunderstorm Electricity. Herausgegeben von H. R. Byers. VIII, 344 S. Chicago: The University of Chicago Press. 1953. $ 6,—.

Im April 1950 fand an der Universität Chicago auf Anregung und unter der Leitung von H. R. Byers eine „Conference on Thunderstorm Electricity" statt. Die Veröffentlichung der Vorträge und Diskussionen dieses Symposiums in Form eines Konferenzberichtes fand allgemein so großes Interesse, daß sich der Verfasser veranlaßt sah, an Stelle dieses nur in beschränkter Anzahl hergestellten und längst vergriffenen Berichtes eine erweiterte Neuauflage in Buchform erscheinen zu lassen. Um dabei den inzwischen erzielten Fortschritten Rechnung zu tragen, sind zu den revidierten Beiträgen der damaligen Teilnehmer der Chicagoer Tagung noch einige weitere Beiträge über aktuelle Fragen dieses Gebietes hinzugenommen worden. Vor allem wird entsprechend der zentralen Bedeutung der Gewitterelektrizität im gesamten luftelektrischen Geschehen überhaupt die Darstellung, soweit erforderlich, auch auf die grundsätzliche Behandlung atmosphärisch-elektrischer Phänomene in Gewitterferne ausgedehnt.

Die Form der Darstellung ist entsprechend dem 1. Bericht die einer Zusammenstellung von Einzelaufsätzen, in denen jeweils das Spezialgebiet

des entsprechenden Autors bis zu den neuesten Erfahrungen behandelt wird. Auf die im 1. Bericht noch enthaltene Wiedergabe der Diskussionsbemerkungen ist verzichtet. Auf diese Weise wird dem Leser eine bis in die Einzelheiten und bis zu den letzten Kenntnissen vordringende Darstellung der elektrischen Erscheinungen des Gewitters, ihres Aufbaues und ihrer Rolle im allgemeinen Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre geboten. Die einzelnen Aufsätze sind jeweils durch ausführliche Literaturangaben ergänzt.

Nach einer kurzen Einführung in die Problematik der Gewitterforschung von H. R. Byers (3 S.) werden in 15 Einzelbeiträgen die folgenden Fragenkomplexe behandelt:

a) *Neue Ergebnisse zu den allgemeinen luftelektrischen Grundlagen.* Hierzu gibt zunächst H. Israël einen Überblick über die beiden Steuerungsmechanismen des luftelektrischen Geschehens (Weltgewittertätigkeit und lokalmeteorologische Einflüsse) und die Möglichkeit zu ihrer analytischen Trennung in den Tagesgängen der luftelektrischen Elemente (23 S.). L. Koenigsfeld berichtet über Messungen des luftelektrischen Feldes in der freien Atmosphäre mittels einer „luftelektrischen Radiosonde" in Belgien bei verschiedenen Wetterverhältnissen sowie über seine Erfahrungen während der Sonnenfinsternis am 25. Februar 1953 in Zentral-Afrika (22 S.).

b) *Meteorologie des Gewitters und der Gewitterniederschläge.* H. R. Byers und R. R. Braham jr. geben unter besonderer Berücksichtigung der für die Ladungsbildung im Gewitter als maßgeblich anzunehmenden Einzelheiten einen zusammenfassenden Bericht über die Ergebnisse des „Thunderstorm Project" (20 S.). H. Weickmann faßt das Erfahrungsmaterial über die Wolken- und Niederschlagselemente zusammen und behandelt im einzelnen ausführlich die Mikrophysik der Wolken, die Bildung und das Wachstum der Eisteilchen in den Wolken, die Niederschlagselemente in verschiedenen Gegenden und Wolkenarten sowie den Mechanismus der Hagelbildung (73 S.).

c) *Ladungsbildung und -trennung.* Dieses Grundproblem der Physik des Gewitters wird in mehreren Beiträgen behandelt: E. J. Workman und S. E. Reynolds geben einen Überblick über die allgemeinen Erfahrungstatsachen, nach denen der Elektrisierungsprozeß im Gewitter ursächlich in der Niederschlagstätigkeit und dem Nebeneinander der festen und flüssigen Wasserphase verknüpft ist, und berichten über eigene Versuche dazu (11 S.). L. B. Loeb behandelt besonders die beim „Dispergieren" fester und flüssiger Substanzen auftretenden Erscheinungen im Hinblick auf die Gewitterelektrisierung (43 S.). R. Gunn berichtet über Ladungsbestimmungen an Niederschlägen am Boden und in den Wolken (14 S.). S. Chapman diskutiert die Ladungsbildung als Oberflächen- und Volumeffekte und hält den Wasserfalleffekt in diesem Zusammenhang für wesentlicher, als er häufig angesehen wird (24 S.). G. R. Wait bespricht seine Messungen der Stromergiebigkeit des Gewitters, die durch Messungen des luftelektrischen Feldes und der Leitfähigkeit beim Überfliegen von Gewittern gewonnen wurden (7 S.). D. J. Malan und B. F. J. Schonland endlich referieren über ihre Arbeiten zur Analyse des Ladungsaufbaues der Gewitterwolken nach Blitzuntersuchungen (13 S.).

d) *Blitze und Atmospherics.* E. T. Pierce und T. W. Wormell berichten über Feldänderungen im Zusammenhang mit gewittrigen Entladungen und deren Veränderungen mit der Entfernung (16 S.). R. E. Holzer bespricht Versuche zur Ermittlung der Gewitteraktivität mittels Spherics-Beobachtungen und deren Schwierigkeiten (9 S.). H. Norinder gibt eine zusammenfassende Übersicht über die verschiedenen Methoden der Gewitterlokalisierung

mittels Spherics-Peilung und berichtet über neuere eigene Untersuchungen in dieser Richtung (52 S.).

e) *Blitzgefahr und Blitzschutz.* Die hierher gehörenden praktischen Fragen, Untersuchungsmethoden und Schutzmaßnahmen werden kurz in den beiden Beiträgen von M. M. Newman (Blitzgefahr im Flugzeug, 7 S.) und von E. L. Harder und J. M. Clayton (Blitzschutz für Überlandleitungen, 10 S.) behandelt.

Die Form der Darstellung in Einzelbeiträgen, wie sie heute bei solchen Übersichten über ein Gebiet gern gewählt wird, leitet sich, wie schon gesagt, hier unmittelbar aus dem vorhergegangenen Chicagoer Symposion her, an das die Zusammenstellung ja im wesentlichen anknüpft. Gleichzeitig bietet diese Form der Darstellung im vorliegenden Buch ein Beispiel dafür, daß für einen Bericht über ein so vielgestaltiges und in so starker Entwicklung befindliches Gebiet, wie es die Gewitterforschung darstellt, kaum eine bessere Form zu finden ist als die der Einzelberichte der jeweiligen Spezialisten. Mag man darin natürlich auch Nachteile gegenüber der besseren Geschlossenheit und Systematik einer Berichterstattung aus einer Feder sehen, so werden diese durch die Lebendigkeit der Einzeldarstellung mehr als aufgewogen. Speziell für den Fachmann, an den sich das Buch in erster Linie wendet, bietet diese fraglos den größeren Wert und Anreiz. H. Israël, Aachen.

The Solar System. In vier Bänden. Band I: The Sun. Herausgegeben von G. P. Kuiper. Mit 238 Textabb., XIX, 745 S. Chicago: The University of Chicago Press. 1953. Geb. $ 12,50.

Das umfangreiche Werk „*The Sun*" stellt den ersten Band eines von Gerard P. Kuiper herausgegebenen vierbändigen Handbuchs über den heutigen Stand der wissenschaftlichen Kenntnisse über das gesamte Sonnensystem dar. Dem zweiten Band ist es vorbehalten, die Erde als Planet zu schildern, während im dritten Band die übrigen Planeten und ihre Satelliten, im vierten Band die andern Glieder des Sonnensystems behandelt werden sollen.

Im ersten, bisher einzig erschienenen Band wird unser Wissen von den Eigenschaften und der Physik der Sonne durch Zusammenarbeit von 23 Spezialisten der Sonnenforschung aus sechs verschiedenen Ländern auf wissenschaftlich anspruchsvollem Niveau dargestellt. Über 200 Abbildungen und mehr als 1000 Literaturhinweise bilden den Hilfsapparat, der durch zwei Listen über die Sonnenforschungsinstitute der Welt vervollständigt wird.

Nach einem Einleitungskapitel von Leo Goldberg, in dem die neuere Entwicklung und die fundamentalen Probleme der Solarforschung kurz geschildert werden, entwickelt Bengt Strömgren die Gesichtspunkte, nach denen die Eigenschaften der „Sonne als Stern unter Fixsternen", und zwar als Zwergstern der Spektralklasse G 2, zu beurteilen sind. In dem umfangreichen Kapitel von M. Minnaert über die Photosphäre, der wir die Strahlungsenergie der Sonne zu verdanken haben, werden Empirie und Theorie der kontinuierlichen Strahlung sowie die Theorie der Fraunhofer-Linien und die Erscheinung der Granulation erörtert; in diesem Kapitel werden auch die neuesten Ansichten über die Strahlungsemission der Sonne und über die Solarkonstante behandelt.

Nach einem kurzen Kapitel von Charlotte E. Moore über die Spektrallinien des Sonnenspektrums und ihre Identifizierung steuert H. C. van de Hulst in Kapitel 5 eine tiefschürfende Darstellung der außerhalb der Photosphäre liegenden Chromosphäre und der von dieser ausgehenden Korona bei. Den vielfachen Äußerungen der Sonnenaktivität widmet K. O. Kiepenheuer ein

umfassendes Kapitel; er zeigt darin, daß von den Aktivitätszentren sowohl Sonnenflecken wie auch Fackeln, chromosphärische Eruptionen und Protuberanzen ihren Ausgang nehmen können und daß in ihnen magnetische Störungen an die Sonnenoberfläche empordringen. Sodann werden die Eigenschaften der korpuskularen Emission der Sonne und ihre Beziehung zu den erdmagnetischen Stürmen erörtert; eine Darstellung der neuerdings nachgewiesenen solaren Komponente der kosmischen Strahlung bildet den Abschluß des inhaltsreichen Kapitels 6.

In das noch junge Gebiet der solaren Radioastronomie führt das Kapitel 7 von J. L. Pawsey und S. F. Smerd; mancher Leser wird mit Verwunderung daraus ersehen, wie umfassende und unsere Anschauungen bereichernde Resultate dieses Forschungsgebiet, dessen Geburtsstunde in das Jahr 1942 fällt, bereits erzielt hat. In Kapitel 8 über die Elektrodynamik der solaren Vorgänge behandelt T. G. Cowling die Zusammenhänge zwischen Sonnenrotation und Sonnenflecken einerseits und den elektrischen und magnetischen Feldern anderseits. In einem umfassenden Schlußkapitel sind unter dem Titel „Empirische Probleme und Ausrüstung" Beiträge von 14 Autoren zusammengestellt, die sich mit den verschiedensten Methoden der Sonnenforschung befassen; von diesen dürften an dieser Stelle besonders die Ausführungen über die Bestimmung der Solarkonstante (C. W. Allen), über die Raketenuntersuchungen im kurzwelligsten Ultraviolett (R. Tousey) und über die Bestimmungen der kosmischen Strahlung solaren Ursprungs (A. Ehmert und J. A. Simpson) interessieren.

Aufgabe des ganzen Werkes soll es sein, einerseits dem Fachspezialisten ein Nachschlagewerk zu verschaffen, anderseits aber auch eine für den physikalisch geschulten Interessenten verständliche Übersicht über die heute in der Sonnenforschung gültigen Anschauungen zu bieten. Dieser Doppelaufgabe wird das mit Abbildungen vorzüglich ausgestattete Werk unbedingt gerecht. Für den Geophysiker und den Strahlungsforscher sind die Abschnitte über die Sonnenstrahlung und die Solarkonstante sowie über die solare Komponente der kosmischen Strahlung von besonderem Interesse. Wer sich für die Probleme der meteoropathologischen Erscheinungen interessiert, wird an der Übersicht über die verschiedenen Aspekte der Sonnenaktivität, denen auf diesem Arbeitsgebiet in Zukunft möglicherweise eine vermehrte Bedeutung zukommen kann, nicht vorbeigehen. W. Mörikofer, Davos.

Atmosphäre und Wetter. Eine Einführung in die Meteorologie. Von H. Berg. (Sammlung „Die Universität": Bd. 35.) Mit 74 Textabb., 288 S. Stuttgart-Wien: Humboldt-Verlag. 1953.

H. Berg fügt hier seinen früheren Sammeldarstellungen aus dem Gesamtgebiete der Meteorologie und Geophysik unter dem Titel „Atmosphäre und Wetter" eine neue Fassung bei. Das Büchlein ist reich an anregenden Problemen und Anschauungen, die in allgemeinverständlicher Form und unter Verzicht auf mathematische Formeln vorgetragen werden. Der Behandlung aktueller Probleme, die heute noch im Brennpunkt der Diskussionen der Fachleute stehen, wird nicht aus dem Wege gegangen; so werden die Probleme der allgemeinen Zirkulation, der höheren Atmosphärenschichten, der Physik der Kondensationsvorgänge und der Wolkenbildung, aber auch der solaren Einflüsse auf das Wettergeschehen dargestellt.

Bergs „Einführung in die Meteorologie" bildet vor allem für den interessierten Laien eine reiche Fundgrube und wird geeignet sein, in weiteren Kreisen um Verständnis für die Probleme und die Arbeitsweise der Meteorologie

zu werben. Für den Fachmann und speziell den Studenten dürfte sie wohl weniger bestimmt sein; für einen solchen Zweck wäre sowohl Stoffauswahl wie Darstellung zu sehr eklektisch. Doch kann man mit dem Verfasser darüber nicht wohl rechten, da er im Vorwort das Recht beansprucht, seiner Darstellung persönliche Züge zu geben. Ermüdend ist der kleine und enge Druck, bedauerlich die starke Verkleinerung der Abbildungen; trotz dem kleinen Satzspiegel hätten diese meist größer und deutlicher wiedergegeben und teilweise auch mit eingehenderer Legende versehen werden können.

W. Mörikofer, Davos.

The Skin of the Earth. Von A. Austin Miller. Mit 67 Textabb., IX, 198 S. London: Methuen & Co., Ltd. 1953. 21s.

Das Buch ist Vorlesungen über physikalische Geographie entsprungen und behandelt im ersten Teil die feste Erdoberfläche durch Einführung in das Verständnis der geologischen Karten und der Reliefkarten und im zweiten Teil die Faktoren der Zirkulation von Luft und Wasser. Der zweite Teil bringt zunächst eine kurze, aber instruktive und für Geographie-Studenten inhaltlich verhältnismäßig weitgehende Einführung in die Konstruktion der täglichen Wetterkarten und ihre Analyse, sowie in den Inhalt aerologischer Diagramme und ihre Verwertung zur Wetteranalyse und -vorhersage. In dem nächsten Abschnitt über Klimakarten verdient der Hinweis, daß, da diese Karten zum Unterschied von geologischen Karten oder synoptischen Wetterkarten vorwiegend immer nur für ein einziges Element entworfen werden, in der Weiterentwicklung der Klimakarten zur Synthese eine wichtige Aufgabe für die zukünftige Forschung vorliegt, besondere Beachtung. Zahlreiche Übungsbeispiele geben gute Anleitungen zur Ausarbeitung von Klimakarten und von klimatischen Diagrammen und Tabellen. Die Darstellung kombinierter Phänomene wird in Klimagrammen und in anderen Diagrammen gezeigt und im besonderen an Beispielen der Beziehung zwischen einzelnen oder mehreren Klimaelementen und dem Ernteertrag erläutert. Weitere Beispiele von Diagrammen, Tabellendarstellungen und Maßzahlen betreffen Niederschlag, Verdunstung, Versickerung, die Bestimmung des Niederschlags von Flußeinzugsgebieten und Bestimmungen des Abflusses. Die allgemeine Erörterung der verschiedenen Probleme in Verbindung mit den an einschlägigen Übungsbeispielen jeweils eingeflochtenen Anleitungen zur praktischen Bearbeitung des Beobachtungsmaterials machen das Buch nicht nur für Studenten der Geographie, sondern auch für Meteorologie-Studenten nützlich und wertvoll.

F. Steinhauser, Wien.

---

**Berichtigung.**

In der in unserer Zeitschrift Serie A, Band 7, S. 252—261, veröffentlichten Arbeit von Frau Prof. Dr. G. Aliverti sind durch ein Mißverständnis bei der Korrektur einige Fehler entstanden. Die Überschrift soll richtig lauten „Betrachtungen und Untersuchungen über die flüssige Komponente des atmosphärischen Aerosols". Ferner ist im Text überall das Wort „Flüssigkeitskerne" durch „flüssige Kerne" zu ersetzen. S. 258 ist in Abb. 1 das Bild rechts mit *a* und das Bild links mit *b* zu bezeichnen und in der Legende ist hinzuzufügen „Vergrößerung 900fach".

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX.

*Fortsetzung von der II. Umschlagseite*

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können maximal weitere 125 Separata zum angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

**Springer-Verlag,** Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon U 26 5 60 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

**Der Verlag**

SPRINGER-VERLAG IN WIEN I

*Soeben erschien:*

**49.—50. Jahresbericht**
**des Sonnblick-Vereines für die Jahre 1951—1952**

Geleitet von
Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Wien

Mit einer ganzseitigen Bildtafel und 21 Abbildungen im Text
68 Seiten. 4°. 1954. Steif geheftet S 48.—, DM 8.—, $ 1.90, sfr. 8.20

Inhaltsverzeichnis:

**Lukesch, J.** Zur Geschichte der Seilbahn auf den Hohen Sonnblick. — **Quervain, M. de.** Von der schweizerischen Schnee- und Lawinenforschung. — **Tollner, H.** Niederschlags- und Schneeverhältnisse im Gebiet des Rauriser Sonnblicks. Die Eisstände einiger Sonnblick- und Glocknergletscher im Spätsommer 1952 und 1953. — **Hoinkes, H.** Neue Niederschlagszahlen aus den zentralen Ötztaler Alpen. — **Friedrich, W.** Lawinen im Sonnblickgebiet. — **Sauberer, F.** Zur Problematik der Gletscherschwankungen. — **Untersteiner, N.** Zum Problem der Gletscherbewegung. — **Dirmhirn, Inge.** Zum Strahlungsklima des Zirbitzkogels. — **Steinhauser, F.** Klimatabelle für den Sonnblick 1901 bis 1950. — Viktor Kuzel, ein tragisches Opfer des Sonnblicks, Nachruf und Bericht von **L. Binder.** — Bericht über die Tätigkeit des Sonnblick-Vereines in den Jahren 1951—1953. — Vereinsnachrichten. — Veröffentlichungen seit 1938. — Satzungen des Sonnblick-Vereines. — Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen auf dem Sonnblickgipfel in den Jahren 1951 und 1952.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

SPRINGER-VERLAG IN WIEN I

*Soeben erschien:*

# Methoden und Probleme der Wettervorhersage

Von

**Dr. Heinz Reuter**

Privatdozent an der Universität Wien
Observator an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien

Mit 46 Textabbildungen. VIII, 161 Seiten. Gr.-8°. 1954
Ganzleinen S 132.—, DM 22.—, $ 5.25, sfr. 22.60

"... In the first four chapters of the book the author has assembled those theoretical relations which enabled numerical evaluations of certain rather incoherent synoptic quantities to be made at about the end of the Second World War or immediately afterwards. These results are summarized in each chapter in a series of rules (48 in all)... Chapter V shows for a particular meteorological situation how to apply these theories and rules to the construction of a prebaratic surface map including the fronts. The most important, attractive and also extensive part of the book is Chapter VI, in which the development of weather prediction by numerical methods is described historically and demonstrated mathematically... The author has attempted to make all these rather complicated problems accessible to the reader with a little as possible display of mathematics. Not only the meteorological practitioner, but also the university teacher and scholar and anybody else seriously interested in meteorology, will feel indebted to him for having produced this remarkable and courageous book."

*World Meteorological Organization WMO Bulletin*

Inhaltsverzeichnis:

**Der synoptische Wetterzustand.** Die Wetterkarte. Analyse des Druckfeldes und des Druckänderungsfeldes. Absolute und relative Topographie der Höhendruckflächen. Frontenanalyse. Bestimmung des zonalen Index. Konstruktion zonaler Windprofile. — **Kinematische Analyse und Extrapolation des Druckfeldes.** Theorie der kinematischen Analyse. Praxis und Regeln der kinematischen Extrapolation. — **Kopplung von Boden- und Höhendruckfeld. Steuerung der atmosphärischen Druckgebilde.** Einleitung. Quasistationäre Druckgebilde als Steuerungszentren. Passive oder Bewegungssteuerung. Aktive Steuerung. *Fickers* Theorie der primären und sekundären Druckschwankungen. Statistische Untersuchungen über die Zugbahnen der Druckminima. — **Entstehung und Entwicklung von Tiefdruckgebieten.** Einleitung. Zyklonentheorien. *Scherhags* Divergenztheorie. — **Konstruktion von Vorhersagekarten.** Geschichte der Vorhersagekarte. Methodik der Konstruktion. Beispiel der Konstruktion einer Vorhersagekarte. — **Theorie der mathematischen Wettervorhersage. Vorausberechnung der Druckverteilung durch numerische Integration.** Problemstellung. Modellvorstellungen über die Atmosphäre. Tendenzgleichung und Bedeutung von Divergenzen und Konvergenzen für die Druckänderungen. Theorie der barotropen Atmosphäre. Numerische Integration der barotropen Wirbelgleichung. *Sutcliffes* Entwicklungstheorie. Beispiel einer Vorhersage der Höhenkarte mit Hilfe der barotropen Wirbelgleichung und des *Sutcliffe*schen Entwicklungskriteriums. — **Vorhersage des tatsächlichen Wetters.** Einleitung. Voraussage der Windrichtung und -geschwindigkeit. Voraussage der Temperatur (Berechnung der Maximum- und Minimumtemperatur), der Bewölkung und des Niederschlages. Prüfung der Güte einer Vorhersage. — Literatur-, Namen- und Sachverzeichnis.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria